工學碩士 學位論文

고출력 SLD 제작을 위한 1.55㎛ InGaAsP/InP wafer 성장에 관한 연구

A Study on the InGaAsP/InP Wafer Growth for the Fabrication of SLDs

指導敎授 洪 彰 禧

2000年 2月

韓國海洋大學校 大學院

電子通信工學科

金 東 昱

목 차

Abstract

제 1장 서론 1

1.1 **연구 배경 및 목적** 1

1.2 **본 논문의 구성** 3

제 2 장 SLD의 개요 4

2.1 SLD**의 일반적 특성** 4

2.2 SLD **제작시 고려사항** 5

제 3장 고출력 SLD 제작을 위한 에피웨이퍼의 구조 해석 13

3.1 SCH-MQW **구조의 모드 해석** 14

3.2 SC-DH **구조의 모드 해석** 24

제 4장 1.55㎛ InGaAsP/InP wafer 성장 32

4.1 LPE**에 의한** DH wafer **성장 이론** 33

4.2 SCH-MQW **웨이퍼 성장** 38

4.3 SC-DH **웨이퍼 성장** 44

제 5 장 결론 53

참고문헌 55

ABSTRACT

SLDs are known as proper optical sources for the applications related to the optical measurements, since their properties are intermediate between those of the LEDs and LDs. And it is expected that the demand of SLDs will be largely increased with the progress of optical industries.

This study is a fundamental work for the fabrication of high-performance SLDs by LPE system and the aim is to grow InGaAsP/InP wafers for 1.55㎛ SLDs.

It was determined to fabricate SLDs of PBH type, one of strongly index-guided structures which is more proper for high-efficiency SLDs than gain-guided or weakly index-guided ones. And two structures, the SCH-MQW structure with 1.55㎛ InGaAsP well layers and 1.24㎛ barrier layers and the SC-DH structure with a 1.55㎛ InGaAsP active layer and 1.24㎛ or 1.3㎛ InGaAsP SC layers, were selected as the wafer structure to be grown in order to try to find which has the better conditions.

Before the wafer growth, both structures were approximated to five-layer slab waveguides then analyzed theoretically using the wave equations for the transverse mode and effective-index approximation in order to obtain the optimized conditions for the growth of high-efficiency epi-wafers.

On the basis of the results and the theory of InGaAsP/InP growth by LPE, the thickness of each epi-layer and growth variables were determined, then each epi-wafer was grown by vertical LPE system handmade in this laboratory.

In the growth of SCH-MQW wafers, it was confirmed that epi-layers were grown thickly compared with the result of theoretical analysis at present stage, thus it appeared that more research was to be carried out in the future in order to obtain InGaAsP epi-layers enough thin to have quantum size effect.

In the growth of SC-DH wafers with 1.3㎛ InGaAsP SC layers, we obtained the thickness nearly coincident with the results of theoretical analysis and good surface quality, when the growth temperature was 630℃, the cooling rate was 0.8℃/min, and single crystal InP was used as InP solute for two-phase method. It was also confirmed that the lasing wavelength of the wafer was 1.55㎛ as a result of the measurement of photoluminescence.

Therefore, It could be confirmed that the growth of 1.55㎛ InGaAsP/InP epi-wafers for SLDs was possible by LPE system.

It is also expected that the fabrication of high-performance SLDs will be possible if the optimized PBH structure is designed using this wafer and then the proper methods for reflectivity control are applied.

제 1 장 서론

1.1 연구 배경 및 목적

SLD(Superluminescent Diode)는 LD(Laser Diode)와 LED(Light Emitting Diode)의 중간적인 특성을 지닌 광원으로서, 오늘날 광학 응용, 특히 광학적 센싱에 유망한 광원으로 부각되고 있는 소자이다. 즉, 이 소자는 LD의 잘 알려진 장점들 즉, 작은 크기, 저전력 소비, 고효율, 고휘도, 광섬유와의 높은 결합 효율 등의 특성을 가지면서도, 측정소자로서 LD의 가간섭성으로 인한 고잡음 특성을 개선할 수 있는 비간섭성 광원인 LED의 특성을 함께 가지고 있다.

이와 같은 특성을 가진 SLD는 주로 fiberoptic gyroscopes, fiberoptic Faraday sensors, Bragg grating sensors, optical coherence topography, white-light interferometry, testing of fiber-optic components 등에서 광원으로 사용되어지고 있으며, 앞으로 광산업의 발전과 더불어 그 수요가 크게 증가할 것으로 예상된다.

이러한 SLD의 개발은 먼저 AlGaAs/GaAs SLD를 필두로 이루어져 먼저 상용화에 이르렀으며, 10 30㎽급의 고출력 0.85㎛ AlGaAs/GaAs SLD가 광섬유 자이로스코프와 같은 센서의 광원 등으로 사용되어 왔다[1),2)]. 하지만 이것은 single-mode fiber에서 많은 색 퍼짐과 손실을 가지는 단점이 있었기 때문에, 높은 해상도의 고성능 자이로스코프의 광원으로서 15㎽ 이상의 고출력뿐만 아니라 single-mode fiber로의 보다 높은 결합 효율을 갖는 SLD가 요구되어 왔다[3),4)].

따라서 최대의 감도를 위해 광섬유 내에서 낮은 전파 손실 및 분산 특성을 갖는 1.3㎛ 또는 1.55㎛ 파장의 SLD가 선호되어 왔으며[5),6)] 많은 연

구가 이루어져 근래 이 또한 상용화에 이르게 되었다.[7),8)]

이에 비해 국내의 경우, 상용화는 물론 그 연구조차 전무한 상태로, 그 수요를 전량 수입에 의존해야만 하는 실정에 있다. 한편, SLD의 용도는 점점 더 다양해지고 있으며, 그 수요 또한 광산업의 발전과 함께 매우 증가할 것으로 예상된다. 그러므로, 소자의 국산화를 고려한다면 SLD의 제작을 위한 기초 연구는 매우 중요한 가치를 지니고 있다.

따라서, 본 연구에서는 고성능 SLD를 제작하기 위한 기초 연구의 하나로서, SLD 제작을 위한 최적의 1.55㎛ InGaAsP/InP wafer를 성장시키는데 그 목적을 두었다.

우선 본 연구에서는, 고성능 SLD 제작에 있어 가장 적합한 strongly index-guided 구조를 SLD 소자의 기본 구조로 두고, 이를 위해 SLD 성능의 중요한 변수인 파이버와의 높은 결합 효율을 감안하여 웨이퍼 구조에 관한 이론분석을 행하였다.

한편 DH 웨이퍼의 성장에 있어서는 실험실에서 자체 제작되어 지속적으로 성능 및 문제점을 개선시켜 왔으며 현재 안정적으로 운용중인 수직형 LPE 시스템을 활용하였다. 그리고 본 연구에서는 SLD 제작용 웨이퍼로서 만족할만한 계면 특성과 두께를 갖는 양질의 에피층을 성장시키기 위해 최적의 성장 온도 및 재료의 조성비를 결정하였으며, 냉각 속도를 달리하면서 1.55㎛ InGaAsP/InP 웨이퍼를 성장시켰다.

웨이퍼 성장에 앞서 SCH(Separate Confinement Heterostructure)층을 가진 4층의 다중 양자 우물(Multi Quantum Well:MQW)층을 활성층으로 하는 구조와 SC-DH(Separate Confinement-Double Heterostructure) 구조를 이론적으로 해석하였으며, 이어서 각각의 웨이퍼를 성장시킨 후 그 특성을 비교하고자 하였다.

그 결과로서, SCH-MQW 구조의 경우, 현 단계로서는 각 에피층의 두께를 원하는 수준까지 제어하기 위해서는 많은 연구가 이루어져야 할 것으로 생각된다. 또한 SC-DH 구조의 경우, 이론 해석된 것과 거의 일치

하는 결과를 얻을 수 있었으며, 이렇게 제작된 웨이퍼의 상온광여기 특성을 측정한 결과 그 발광 중심 파장이 1.55㎛임을 확인하였다.

1.2 본 논문의 구성

본 연구에서는 SLD 제작을 위한 에피웨이퍼의 성장이라는 목적 아래, 웨이퍼 구조를 근사하여 도파로 층의 설계 조건을 파동방정식으로 구해내고, 그 결과를 바탕으로 수직형 LPE 장치로 웨이퍼를 직접 성장하였으며, 그 내용은 다음과 같이 기술하였다.

먼저 2장에서는 SLD의 일반적인 특성을 LD 및 LED(Light Emitting Diode)와 비교하여 간단히 서술하였다. 또, SLD 제작시의 중요한 고려사항들을 구조적인 관점에서 설명하였다.

3장에서는 제작하고자 하는 에피웨이퍼의 구조를 SCH-MQW와 SC-DH의 두 구조로 나누어 각각 5층 slab 도파로로 근사한 후, 맥스웰 방정식을 바탕으로 유도되는 횡 방향 파동방정식으로부터 고유치를 구하고, 이를 이용하여 우물층의 개수, 활성층 및 SC층의 두께에 따른 광가둠계수, 발진임계전류 특성들을 분석하였다. 그 결과로부터 성장시킬 각 층들의 최적 두께를 결정하였다.

4장에서는 3장에서의 이론 해석을 바탕으로 실제 두 구조의 웨이퍼를 성장한 내용을 다루었으며, 5장에서 그 결과들을 정리하였다.

제 2 장 SLD의 개요

2.1 SLD의 일반적 특성

LD와 SLD 사이의 유일하면서도 주요한 차이는 SLD가 LD와는 달리 incoherent optical beam을 제공한다는 점이다.

SLD가 광섬유 자이로스코프와 같은 광센서의 광원으로서 LD나 LED 보다 훨씬 적합한 소자로 각광받고 있는 이유가 바로 이 점에 있다[5].

일반적으로, 굴절률이 다른 경계면을 빛이 통과할 때 발생하는 Fresnel 후방 반사파나, 광이 매질 속을 진행할 때 생기는 Rayleigh 후방 산란 또는 편광 cross-coupling과 같은 에러 요소들은 기생파동을 발생시켜서 간섭대비를 떨어뜨리게 되는데, SLD의 경우 그 낮은 가간섭성으로 인해 이러한 에러 요소들에 민감하지 않기 때문에 고감도 센싱을 위해 보다 적합한 소자가 될 수 있다[9].

이에 비해서, LD를 광섬유 자이로스코프와 같은 광센서의 광원으로 쓰는 경우, LD의 그 긴 가간섭길이(coherent length)는 고감도 센싱에 있어서의 장애로 작용하여 모드 잡음이나 feedback 잡음, kink 현상 같은 문제들로부터 벗어날 수 없다[10].

또한 LED(Light-emitting Diode)의 경우 짧은 가간섭 길이를 갖긴 하지만, 고성능 광섬유 자이로스코프와 같이 높은 출력 파워 및 결합 효율을 필요로 하는 광섬유 응용에 있어서는 부적합한 소자이다[11]. 경우에 따라서, 그 넓은 스펙트럼은 중계기 간격을 제한하는 광섬유의 재료 분산을 야기할 수도 있다. 반면 SLD는 LD만큼의 높은 결합을 가질 수 있을 뿐 아니라, 통신시스템에서도 LED를 대체함으로써 고출력으로 LAN에서의 노드 수를 증가시키고 수신기 성능에 관한 제약을 줄여줄 수 있다[3].

이와 같이, SLD는 높은 결합 효율을 갖는 동시에 낮은 가간섭성을 제공함으로써 레이저 잡음의 영향을 받지 않아 광학적 센싱을 위한 응용 및 통신시스템에서 최적의 광원으로 기대되고 있다.

2.2 SLD 제작시 고려사항

SLD 제작의 관건은 파이버와의 결합시 높은 결합 효율을 얻을 수 있게 하는 것과 레이저 공진이 최대한 억제될 수 있도록 하는데 있다. 이 두 가지 목적을 이룰 수 있도록 소자를 최적화함에 있어 여러 가지 방법들이 연구되고 시도되어 왔다.

(1) 높은 결합 효율 및 신뢰성

먼저 결합 효율 측면에서 볼 때, SLD의 기본 구조로는 이종접합 구조에 의해 횡 방향 및 측 방향으로 굴절률 차를 크게 발생시킴으로써 광을 강하게 구속시키는 구조(strongly index-guided structure)가 주로 채택되어 왔다[6),12)]. 이 구조는 굴절률이 보다 낮은 인접층들에 의해 활성층이 둘러싸여 있어 BH 구조(Buried-Heterostructure)라고도 불리며, gain-guided 구조나 weakly index-guided 구조보다 제작의 난이도는 더 높지만, 광 및 캐리어 가둠 효과가 크고 보다 높은 자연 방출 계수를 갖는다는 장점이 있다[13)]. 따라서 최적화된 BH 구조는 낮은 임계 전류를 제공하게 되며, 뿐만 아니라 높은 출력까지 안정된 기본 횡 모드 동작 및 양호한 고속 변조 특성을 갖기 때문에 고출력 SLD와 같은 고성능의 응용에 있어 가장 적합한 구조라 할 수 있다[14)].

(2) 반사도 제어를 위한 방법들

SLD의 기본 구조는 LD의 양단면에 무반사코팅(anti-reflecting coating:AR coating)을 한 것과 유사하다. 따라서 LD와 동일한 구조로 인하여 고출력의 SLD를 만드는 경우, 소자 내 높은 광 이득으로 인한 잔류반사에 의하여 LD에 가까운 특성을 나타내게 된다.

이상적으로는 출사면의 반사율이 0이 되면, 출사단면에서 feedback이 없이 자연 방출광이 증폭되지만, 아직까지 완전한 AR coating 기술의 구현이 불가능하기 때문에 고출력에서 잔류반사도에 의한 feedback을 방지할 수는 없으며, 이로 인하여 출력이 변조되어 나타나게 된다.

따라서 고성능 SLD를 제작하는 데 있어 잔류반사도의 제어가 핵심적인 문제가 되며, 이를 통한 발진 현상의 억제는 SLD의 성능에 아주 중요한 변수이다. 특히 이득이 높을수록 출사면에서의 반사율을 얼마나 줄일 수 있느냐 하는 것이 중요한 관건이 된다.

따라서, 이상적인 반사율 제어를 할 수는 없다 하더라도 출사면에서의 잔류반사율에 의한 발진 현상은 무시할 수 있는 수준의 소자가 제작되어야 하며, 이를 위해 AR coating 이외에도 반사도를 줄이기 위하여 다양한 방법들이 시도되어 왔다. 그림2-1은 SLD의 반사율조건을 나타낸 것이다.

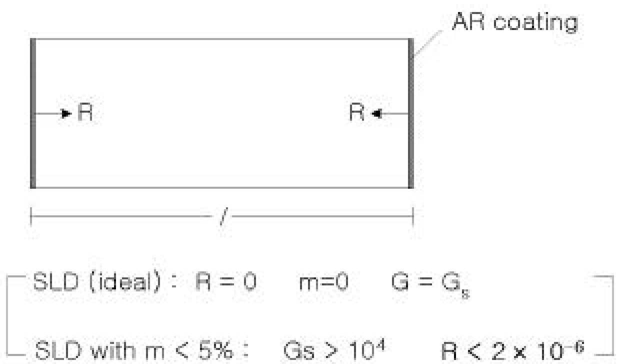


그림. 2-1 SLD의 반사율 조건

동일한 단면 전력 반사계수 R을 갖는 반도체 LD의 이득은 다음과 같다[15].

$$G = \frac{(1-R)^2 G_s}{1+R^2G_s^2 - 2RG_s\cos 2\beta l}, \quad (2\text{-}1)$$

(G_s : single pass gain, β : 전파상수 [m^{-1}], l : 공진기 길이 [m])

반사계수 R이 0이 아니라면, 이득은 $2\beta l$ 값이 π의 우수 및 기수 배와 같을 때 최대 및 최소가 되며, 이 때 변조지수 m은 다음과 같이 주어진다.

$$m = \frac{G_{max} - G_{min}}{G_{max} + G_{min}} = \frac{2RG_s}{1+R^2G_s^2} \quad (2\text{-}2)$$

이상적인 SLD의 변조 지수 m = 0이며, 이는 반사계수 R을 0이 되게 함으로써 얻어질 수 있다. 이 때 순 이득 G는 single pass gain G_s, 출력 파워는 P_sG_s이며, P_s는 펌핑 전류 레벨에서 자연 방출의 도파 성분이다. 전형적인 레이저의 경우, P_s는 0.5㎼ 정도이며[16], 따라서 레이저에 견줄만한 output power를 내는 SLD의 경우 G_s는 10^4정도가 된다. 포화 상태 아래에서의 G_s는 (2-3)식과 같다[17].

$$G_s = \exp\left[\Gamma\left(g_0\eta_i\frac{J}{d} - \alpha\right)l\right] = \exp\left[\frac{\Gamma K I}{d} - \Gamma\alpha l\right] \quad (2\text{-}3)$$

g_0 : 이득계수

J : 주입전류밀도[A/m], d : 활성층 두께[㎝],

Γ : 가둠 계수, l : active length[㎝],

η_i : 내부양자효율(1),

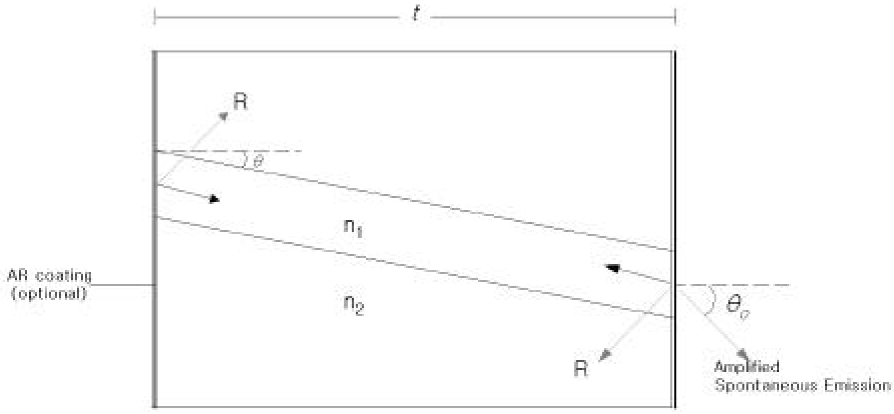
α : 감쇠상수

$K = g_0\eta_i/S$, S : 유효 스트라이프 폭[㎝], I : 전류[A]

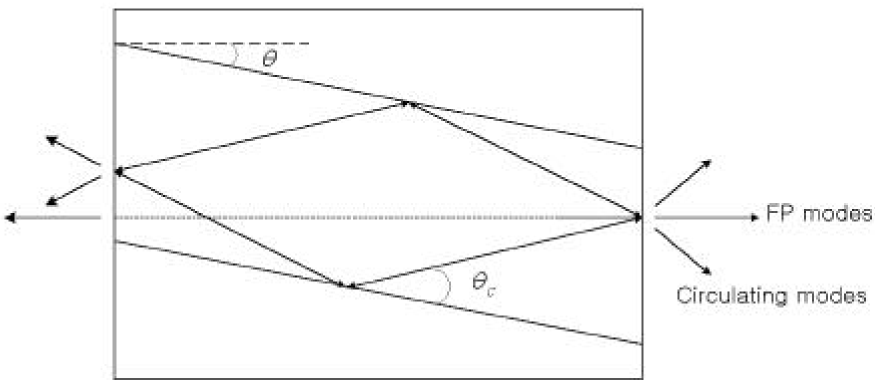
R ≈ 0.1 0.3인 전형적인 레이저의 경우, G_s 값은 임계에서 약 3.3 10이다.

SLD 설계에 있어 중요한 문제는 충분히 낮은 변조도를 유지할 수 있도록 반사율을 충분히 낮게 유지하는 것이다. 5% 이하의 변조도를 갖는 고출력 SLD를 제작하려면, 식 (2-2)로부터 R이 2.5×10^{-6}보다 작아야 한다는 것을 알 수 있다. 이렇게 낮은 반사도를 유지하기 위하여 AR coating이 적용된 angled stripe 구조를 그림2-2(a)에 나타내었다.

(i) angled stripe 구조에 의한 단면반사도의 제어



(a) inclined active stripe



(b) Fabry-Perot modes의 모드 트래핑 효과

그림. 2-2 angled stripe SLD의 단면도[3)]

단면에 대해 각 θ만큼 active stripe을 기울임으로써 좁은 스트라입을 갖는 다이오드의 활성 영역으로 결합되는 피반사 파워를 매우 낮은 값으로 줄일 수 있다. 증폭되는 자연방출광의 방출 각도는 Snell's law에 의해 정해진다. 최상의 성능을 위해 각 θ은 측벽에서의 내부전반사로부터 모드 트랩핑[18), 19)]을 피하고 나란한 단면을 갖는 Fabry-Perot 공진을 막을 수 있을 만큼 충분히 커야 하는 동시에, 출력의 결합을 위해 단면에서의 임계각보다는 훨씬 작아야 한다. 임계각은 (2-4)식과 같다.

$$\theta_c = \sin^{-1}\sqrt{1-(n_2/n_1)^2} \tag{2-4}$$

(ii) window buried heterostructure(window region)에 의한 단면반사도의 제어

이 구조에서 InP 윈도우 영역은 활성층 내로의 광 피드백을 감소시키는 역할을 한다. InP 층은 투명하고(transparent) 도파로가 아니므로, 빛은 회절로 인한 일정한 방사각을 가지며 전파하게 된다.

통상의 벽개면에 있어 Δn이 2.2 정도로 큰 데 반해 이 구조에서 굴절률 차는 도파로 모서리 주변에서 0.2 정도로 감소한다[20)]. 그림2-3에 이러한 윈도우 영역을 도입한 SLD의 구조를 나타내었다.

(iii) unpumped absorbing region에 의한 단면반사도의 제어

그림 2-4는 unpumped absorbing region을 갖는 ridge waveguide SLD의 구조를 나타낸 것이다. 이 구조는 전기적으로 소자 뒷 부분을 활성 영역으로부터 격리시킴으로써 활성층 내 광 흡수체로 작용하게 되는 영역을 제공하고,[5)]. 최종 벽개면에 AR coating을 함으로써 반사도를 줄인 구조이다.

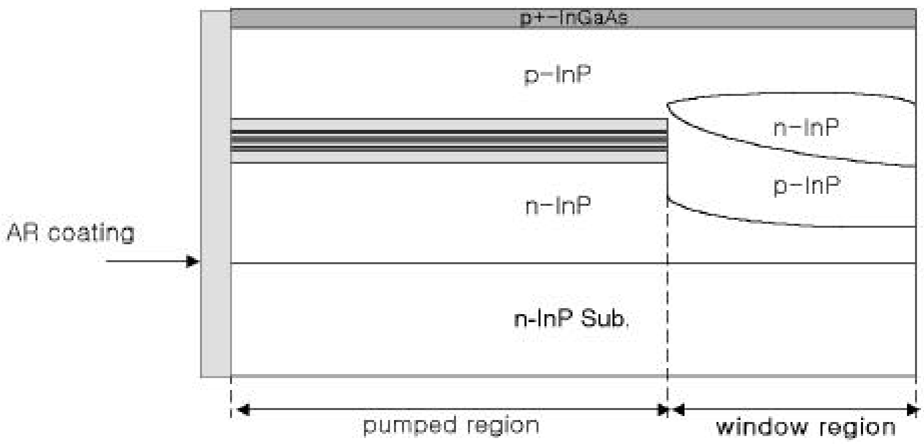


그림. 2-3 **윈도우 영역을 도입한** SLD **구조**

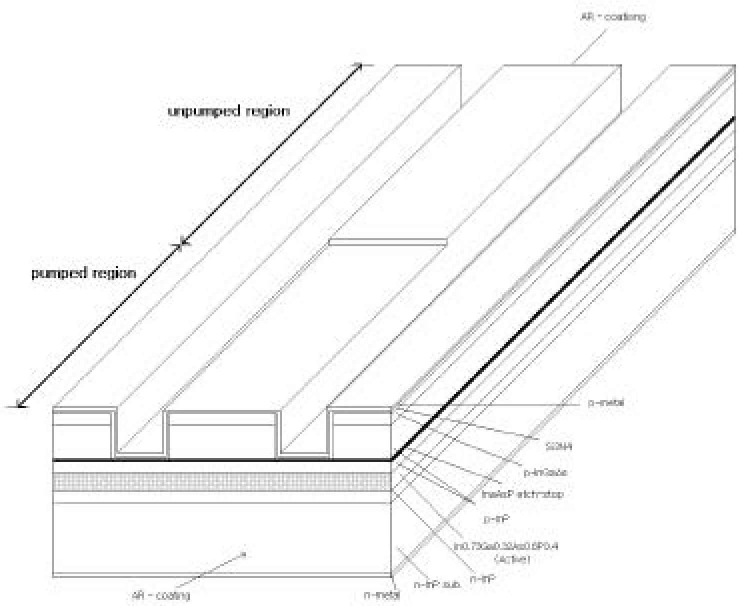


그림. 2-4 unpumped absorbing region**을 갖는** ridge waveguide SLD[11)]

(iv) buried bent absorbing region에 의한 단면반사도 제어

그림 2-5는 LPE로 제작된 것으로 1.3㎛ 파장 영역에서 동작하는 고출력 SLD의 단면도이다. DCPBH(Double-Channel Planar Buried-Heterostructure) 구조를 갖는 InP/InGaAsP 웨이퍼를 이용하였으며, 발진 억제 측면에서 다른 SLD들과 구분되는 특별한 점은 bent guide 구조를 채택하고 있다는 것이다.

앞서 보아왔듯이 absorbing region은 활성 이득 영역의 종단에서 퍼져 나오는 복사를 흡수해서 레이저 공진을 억제하는 역할을 하는 데, 기존의 straight absorbing region을 갖는 SLD의 경우, 흡수 영역 내에서 광여기된 캐리어들로 인해 흡수계수가 감소해서 복사가 증가함에 따라 레이저 공진이 쉽게 발생할 수 있다.

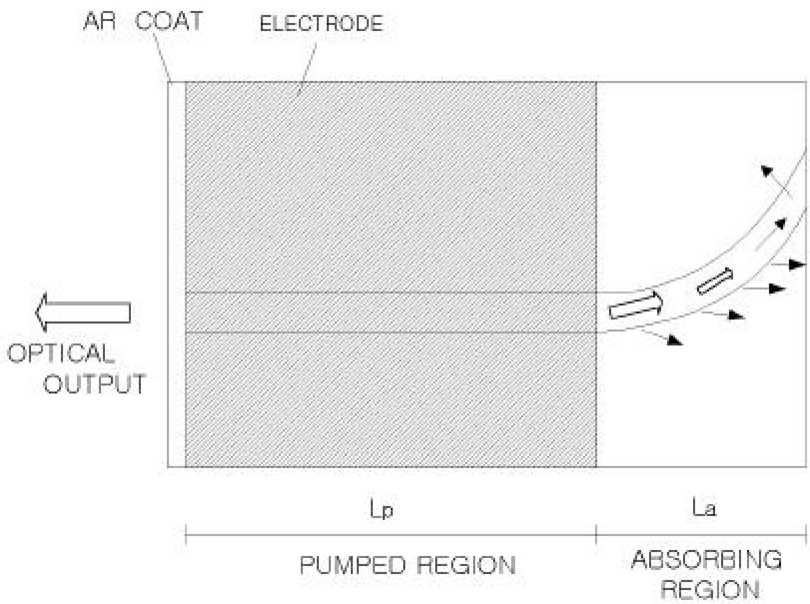


그림. 2-5 buried bent absorbing guide structure의 단면도[8)]

이에 비해, 주어진 소자의 경우는 흡수 영역이 straight 구조가 아닌 bent 구조로서 전반사 임계각보다 더 큰 각도로 벽개면과 교차하고 있기

때문에, 끝 단면으로 전파된 광은 흡수 영역이 상당히 여기된 상태에서도 재결합하지 않는다. 이것은 짧은 흡수 영역으로 레이저 공진의 효과적인 억제가 가능토록 한다.

SLD 소자 제작시, 구조 설계의 관점은 앞서 소개된 방법들을 통하여 단면반사도를 충분히 감소시켜 발진을 억제하는 것 외에도 fiber에 대한 결합 효율 등과 같은 다른 성능 요소들도 함께 고려돼야 하며, 그 외에도 소자 제작의 난이도 및 응용에 있어서의 신뢰성도 확보될 수 있어야 한다.

한 가지 방법만으로는 우리가 원하는 반사율을 얻기가 어렵고 제작된 SLD가 고출력으로 동작할 경우 발진할 가능성이 많으므로 실제 소자 제작에 있어서는 앞서 소개된 방법이 혼용되는 경우가 많다.

이러한 상황에서, 보다 나은 SLD 소자 제작을 위해 상기 방법들의 적용 외에도, 문제를 해결할 수 있는 새롭고 보다 나은 구조에 대한 연구와 완벽한 AR coating을 구현하려는 노력이 계속되고 있다.

제 3 장 고출력 SLD 제작을 위한 에피웨이퍼의 구조 해석

본 연구에서는 고감도 광섬유 자이로스코프의 광원으로서 쓰이게 될 SLD를 제작하기 위하여 먼저 에피웨이퍼를 설계 및 제작하였다. 이러한 SLD는 일반적인 LD가 갖는 가간섭성으로 인한 문제와 LED가 갖는 저출력 특성을 동시에 해결할 수 있는 소자로서 높은 출력과 낮은 단면 반사율 구조를 갖도록 제작되어야 한다.

앞서 언급되었듯이, AR coating이나 window region 형성과 같은 단면 반사율 제어를 위한 방법들은 일단 에피웨이퍼 성장 이후의 과정이므로, 본 논문에서 제시한 웨이퍼 제작 단계에 있어서는 고효율 및 고출력 특성이 어떠한 조건에서 최적화 될 수 있는지에 초점을 맞추었다. 이를 위하여 성장할 웨이퍼 구조를 근사하고 활성층 구조의 최적화를 위해 도파로층에 대한 이론 분석을 행하였다.

성장된 에피웨이퍼는 기존의 상용화된 0.85㎛ AlGaAs/GaAs SLD에 비하여 저 분산 및 저 손실의 우수한 특성을 가지며, 고성능 자이로스코프의 광원으로서 최근 선호되고 있는 1.55㎛ InGaAsP/InP SLD의 제작에 사용할 예정이다.

따라서, 고출력 SLD 제작을 위한 에피웨이퍼의 구조로서, 우리는 1.55 ㎛ InGaAsP 층을 활성층으로 하고, InP와 격자정합되는 범위에서 다른 조성에 비하여 내부 손실이 적은 것으로 알려진 1.24㎛ InGaAsP 층을 그 인접층으로 하는 도파 구조를 선택하였다.

활성층의 구조에 따라 SCH-MQW 구조와 SC-DH 두 구조를 고려하였으며, 성장 전 고출력을 위한 최적화의 단계로서 MQW 구조의 경우 각 층의 두께 및 well의 수에 따른 특성을 사전 분석하였다. 또한 SC-DH 구조에서도 활성층 및 SC층의 적합한 두께를 이론적으로 구

하였으며, 궁극적으로는 각 층을 원하는 두께로 재현성 있게 성장시키는 데 그 목표를 두었다.

3.1 SCH-MQW 구조의 모드 해석

그림 3-1에서 보여지듯이, 도파로 층 하나하나에 대한 모드 분석은 매우 번거롭고 복잡하기 때문에 이론적인 분석을 단순화하기 위해 MQW 구조의 활성층을 하나의 층으로 근사하였다. 즉, MQW층으로 이루어진 활성층의 두께는 MQW 층 전체의 두께로 하였으며, 이 때 활성층의 굴절률은 Root-Mean-Square Approximation[21)]에 의해 다음과 같이 주어진다.

$$n^2_{MQW} = \frac{(N_{well} - 1)\, d_{barrier}\, n^2_{barrier} + N_{well}\, d_{well}\, n^2_{well}}{(N_{well} - 1)\, d_{barrier} + N_{well}\, d_{well}} \qquad (3\text{-}1)$$

여기서, N_{well}, d_{well} 그리고 $d_{barrier}$는 각각 우물층의 개수, 우물층의 두께 그리고 장벽층의 두께를 나타내고, n_{well}과 $n_{barrier}$는 우물층과 장벽층에서의 굴절률을 나타낸다. 이러한 MQW 활성층의 우물층은 1.55㎛ InGaAsP (E_g=0.8eV)층이고 장벽층은 1.24㎛ InGaAsP (E_g=1.0eV)로 되어 있다.

각 층의 굴절률은 MSEO(modified single effective oscillator) 방법으로 얻어졌으며[22)], 그 결과 양자우물층의 굴절률은 3.52, 장벽층의 굴절률은 3.49로 나타났다. 또한 식 (3-1)에 의해 구해진 활성층의 굴절률은 우물층의 개수가 4, 6, 8, 10, 12개인 경우에 대해 각각 3.429, 3.425, 3.423, 3.422, 3.421로 나타났다.

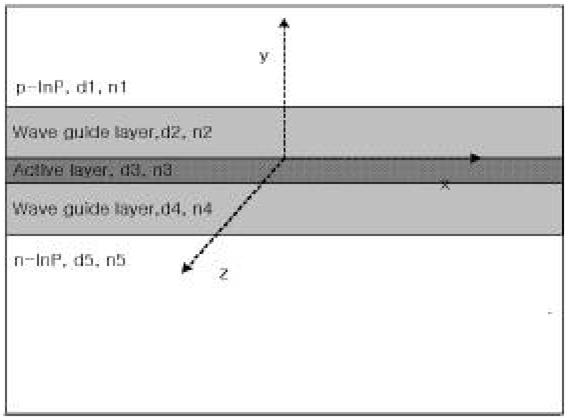


그림. 3-1 횡 모드 해석을 위한 5층 도파로 구조

본 논문에서는 SCH-MQW 구조를 횡 방향 모드에 대해 5층 slab 도파로 구조로 근사한 후, 유효굴절률 근사법을 이용하여 해석을 하였다[23).

차후 목적에 맞게 성장된 에피웨이퍼로 SLD 제작의 두 번째 단계인 PBH-LD를 제작할 경우 측 방향 모드의 해석으로 3층 slab 도파로 구조 근사를 고려하여야 하나, 현 시점에서는 에피웨이퍼의 성장에만 목적이 있으므로 이는 다음으로 미루었다.

이러한 해석 방법은 2차원 파동 방정식을 푸는 대신에 문제를 두 개의 1차원 파동 방정식으로 분리하여 해를 구하므로 해를 구하기가 쉬울 뿐 아니라 광의 도파 메카니즘에 대한 물리적인 이해도 쉽다. 횡 모드 및 측 모드에 대한 파동방정식은 다음과 같다.

(횡 모드) $$\frac{d^2E_x(y)}{dy^2} + \{k_o^2 n_i^2 - \beta^2(x)\}E_x(y) = 0 \quad (3\text{-}2)$$

(측 모드) $$\frac{d^2E_y(x)}{dx^2} + [k_o^2\{n_{eq}(x) + \Delta n_{eq}(x)\}^2 - \beta_z^2]E_y(x) = 0 \quad (3\text{-}3)$$

공진기 내의 전파 모드는 TE 모드와 TM 모드가 동시에 존재하지만, 레이저 발진시 단면 반사율의 큰 차이로 인해 레이저의 방출에 있어서는 TE 모드가 지배적이므로 여기서는 TE 모드만을 고려하였다.

식 (3-2)에서 k_0는 자유공간에서의 전파상수, n_i는 각 층의 굴절률을 나타내며, β(x)는 횡 도파 모드의 전파상수로서 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\beta(x) = k_o\, n_{eq}(x) \qquad (3\text{-}4)$$

식 (3-3)에서 β_z는 전파모드의 종 방향의 전파상수를 나타낸다.

$$\beta_z = k_o \overline{n} + j\frac{\overline{\alpha}}{2} \qquad (3\text{-}5)$$

여기서 $\overline{n}$과 $\overline{\alpha}$는 두께가 d_3이고 폭이 W인 직각 도파로에 의해 주어지는 등가굴절률 및 흡수계수로서, 일반적인 모드해석은 임계전류 이상에서 다루어지므로 이득이 흡수보다 훨씬 커서 흡수계수 $\overline{\alpha}$는 무시해도 된다.

그림 3-1의 각 층에서 식 (3-2)로 주어지는 파동방정식의 해는 다음과 같이 주어진다[24).

$$E_{1x}(y) = A_1 \exp^{-k1(y-d_2)} \qquad (3\text{-}6a)$$

$$E_{2x}(y) = A_2 \sin(k_2 y) + B_2 \cos(k_2 y) \qquad (3\text{-}6b)$$

$$E_{3x}(y) = A_3 \sin(k_3 y) + B_3 \cos(k_3 y) \qquad (3\text{-}6c)$$

$$E_{4x}(y) = A_4 \sin(k_4 y) + B_4 \cos(k_4 y) \qquad (3\text{-}6d)$$

$$E_{5x}(y) = A_5 \exp^{-k_5(d_3+d_4+y)} \qquad (3\text{-}6e)$$

여기서, $k_i = \sqrt{k_o{}^2 n_i^2 - \beta^2}$ $(i = 2, 3, 4)$ (3-7a)

$$k_i = \sqrt{\beta^2 - k_o{}^2 n_i^2} \quad (i = 1, 5) \tag{3-7b}$$

그리고 주어진 전계 $E_{ix}(y)$ **와 이것의 도함수가 경계에서 연속이라는 경계조건을 적용하여 구하여진 경계조건을 정리하여 행렬식으로 나타내면 다음과 같다.**

$$\begin{bmatrix} A & B & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ k_2 & 0 & -k_3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_3 & -C_3 & -\widehat{S} & \widehat{C_3} \\ 0 & 0 & k_3 C_3 & k_3 S_3 & -k_4 \widehat{C_3} & -k_4 \widehat{S_3} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & a & b \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_2 \\ B_2 \\ A_3 \\ B_3 \\ A_4 \\ B_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \tag{3-8}$$

여기서

$S_i = \sin(k_i d_i)$, $C_i = \cos(k_i d_i)$

$\widehat{S_3} = \sin(k_4 d_3)$, $\widehat{C_3} = \cos(k_4 d_3)$

$A = k_1 S_2 + k_2 S_2$, $B = k_1 C_2 - k_2 S_2$

$a = \widehat{C_3}(k_5 S_4 + k_4 C_4) + \widehat{S_3}(k_5 C_4 - k_4 S_4)$

$b = \widehat{S_3}(k_5 S_4 + k_4 C_4) - \widehat{C_3}(k_5 C_4 - k_4 S_4)$

식 (3-8)**로 주어지는 행렬식에서** A_i**와** B_i**가** 0 **이외의 의미 있는 해를 갖기 위해서는 정방행렬의 크기가** 0**이 되어야 한다. 그러므로 이와 같은 조건에 의하여 계산을 하면 다음과 같은** 5**층 도파로에서의 고유치 방정식을 얻는다.**

표. 3-1 SCH-MQW 구조의 설계변수 값

층	두께[㎛]	굴절률	층 구조
d1	2.0	3.22	*p*-InP
d2	설계변수	3.36	*p*-InGaAsP(1.0eV)
d3	0.05	3.429	4 well MQW
	800	3.425	6 well MQW
	0.11	3.423	8 well MQW
	0.14	3.422	10 well MQW
	0.17	3.421	12 well MQW
d4	= d2	3.36	*n*-InGaAsP(1.0eV)
d5	5.0이상	3.22	*n*-Inp

$$(\widehat{C_3}\overline{A} - \widehat{S_3}\overline{B})(S_4k_5 + C_4k_4) + (\widehat{S_3}\overline{A} + \widehat{C_3}\overline{B})(C_4k_5 - S_4k_4) = 0 \qquad (3\text{-}9)$$

여기서

$$\overline{A} = U(\widehat{S_3}S_3k_4 + \widehat{C_3}C_3k_3) - V(\widehat{S_3}S_3k_4 - \widehat{C_3}C_3k_3)$$

$$\overline{B} = U(\widehat{C_3}S_3k_4 + \widehat{S_3}C_3k_3) - V(\widehat{C_3}C_3k_4 - \widehat{S_3}S_3k_3)$$

$$U = k_2(S_2k_2 - C_2k_1), \quad V = k_3(S_2k_1 + C_2k_2)$$

따라서 식 (3-9)로 주어지는 고유치 방정식을 표 3-1에 주어진 설계변수에 대하여 풀면 β값을 구할 수 있다.

이렇게 구해진 전파상수 β를 이용하여, 도파층에서의 광의 등가굴절률 $N_{eq}(=\beta/k_0)$을 우물층의 개수에 따라서 구하였으며, 그림 3-2는 well의 두께가 50Å일 때와 100Å일 때에 대한 그 결과를 나타낸 것이다. 이러한 굴절률 값들은 광 필드 분포에 관한 수치적 해석을 가능케 해준다.

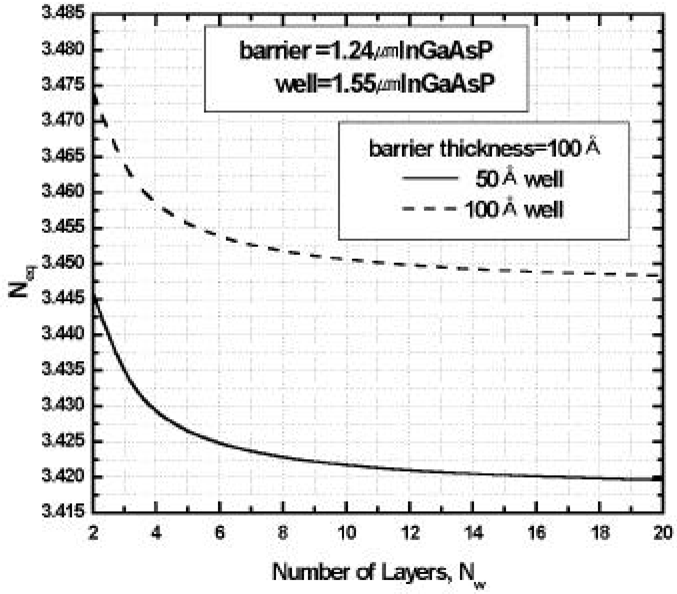


그림. 3-2 우물층의 개수에 따른 등가굴절률

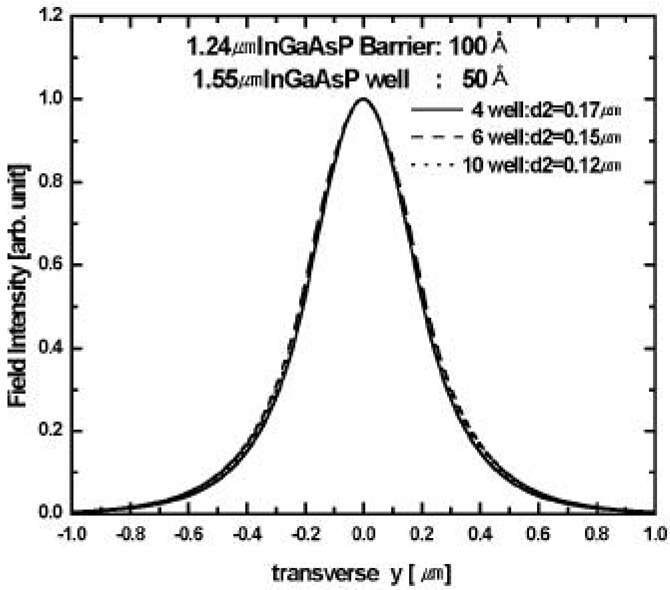


그림. 3-3 횡 모드의 필드 분포

해석의 목적은 낮은 전류밀도에서 최대 이득 계수를 얻을 수 있도록 적합한 well 층의 개수 및 두께, barrier 층의 두께 또는 활성층의 두께를 정하는 데 있다.

일반적으로 이종접합 레이저의 경우, 활성층의 두께가 0.4㎛를 넘어서면 고차모드가 발생하게 되며, 따라서 기본 모드 발진을 얻기 위해서는 이보다 더 얇은 두께가 요구된다. 그러나, 동시에 고려하지 않으면 안 되는 점은 그림 3-3에서 알 수 있듯이 광파가 활성층 내부에 완전히 갇혀지는 것이 아니라 그 인접층에 지수함수적으로 침투하고 있다는 점인데, 이는 활성층이 얇아질수록 더욱 현저해진다.

활성층 내의 주입 캐리어와 상호 작용하여 유도 방출의 실질적 이득을 발생시키는 것은 광파 전체의 분포 속에서 단지 활성층에 존재하는 부분뿐이기 때문에, 임계전류 뿐만 아니라 광가둠계수 Γ를 함께 고려하여 그 두께를 결정하여야 한다.

이와 같이 활성층의 두께가 임계전류와 광가둠계수와 임계전류 둘 다에 영향을 미치므로 well의 개수 및 SCH 두께에 따른 광가둠계수 및 임계전류의 변화를 계산하여야 한다.

광가둠계수는 활성층 속에 가두어지는 광 파워의 비율로서 정의되며 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\Gamma_T = \frac{\int_{-d_3}^{0} |E_x(y)|^2 \, dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} |E_x(y)|^2 \, dy} \qquad (3\text{-}10)$$

이 식을 이용하여 well의 개수 및 SCH 두께에 따른 광가둠계수의 변화를 계산하였으며 그 결과를 그림 3-4에 나타내었다.

이 결과로부터 각각의 우물층 개수에 대하여 광가둠계수가 되는 최적의 SCH 층 두께를 구할 수 있었다. 이를 이용하여 well의 개수가 각각

4, 6, 10개일 때, 각각의 최적의 SCH 층 두께에서 활성층 폭에 따른 광 가둠계 다.

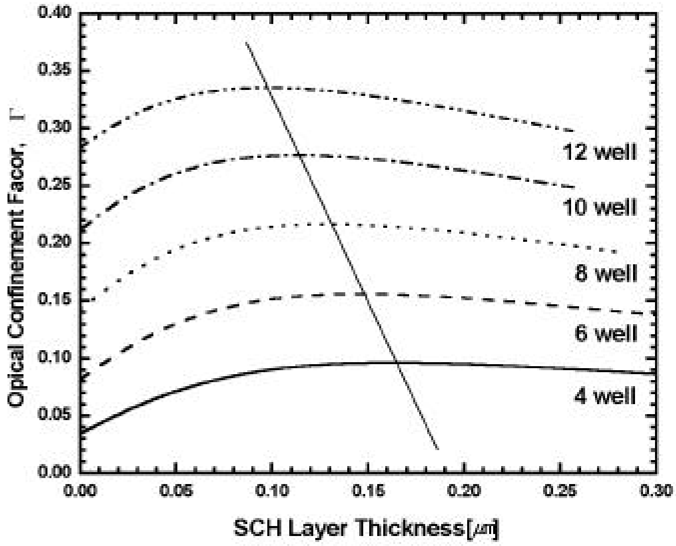


그림. 3-4 각 우물층의 개수에 대하여, SCH 층 두께에 따른 광가둠계수의 변화

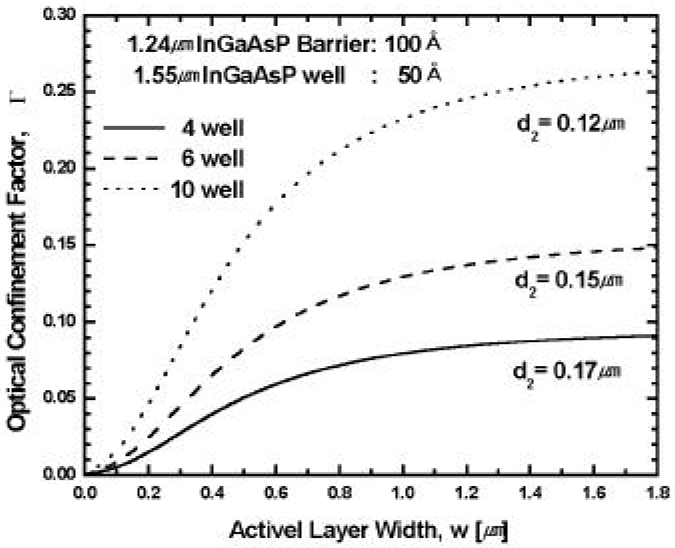


그림. 3-5 최적의 SCH 층 두께에서 well의 개수에 따른 광가둠계수의 변화

또한, 일반적인 경우에 SCH-MQW의 임계전류밀도에 관한 식은 다음의 식으로 주어진다[25].

$$J_{th} = \left(\frac{J_o N_{well}}{\eta_i}\right) \exp\left\{\frac{\alpha_i + \frac{1}{L}\ln\left(\frac{1}{R}\right)}{\beta J_o N_{well} \Gamma_{well}}\right\} \quad (3-11)$$

여기서 Γ_{well}은 양자우물층 1개 당 광가둠계수, L은 공진기의 길이, R은 공진기의 양쪽 거울면에서의 반사율, g_{th}는 임계 광 이득, α_i는 내부 손실, η_i(내부 양자효율)는 주입된 캐리어가 활성층 내에서 광자로 변환되는 효율을 나타내며, β는 이득상수, J_o는 투명전류밀도(transparency current density), 그리고 N_{well}은 양자우물층의 개수를 나타낸다.

양자우물층의 개수가 증가하면 광가둠계수 Γ가 커지므로 임계전류밀도는 감소할 것으로 생각되지만, 식 (3-11)과 그림 3-6을 통해 알 수 있듯이 오히려 내부 양자 효율 η_i가 감소함으로써 발진 임계 전류는 다소 증가하게 된다.

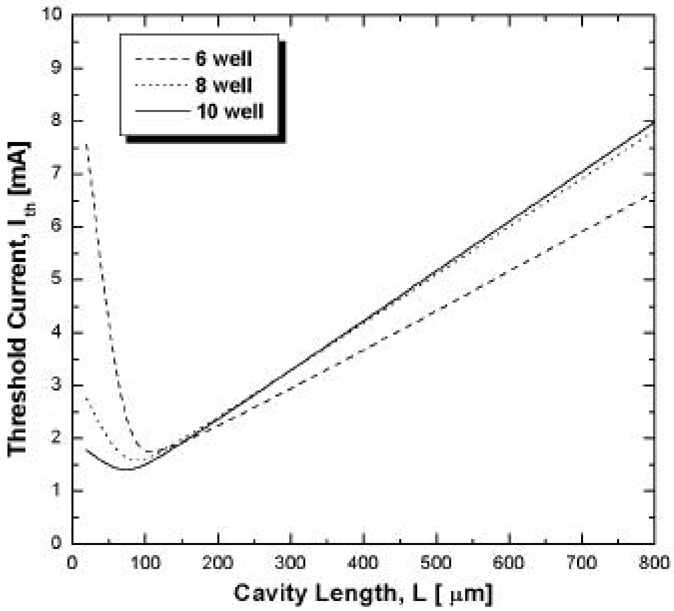


그림. 3-6 활성층 내 양자우물층의 개수에 따른 임계전류의 변화

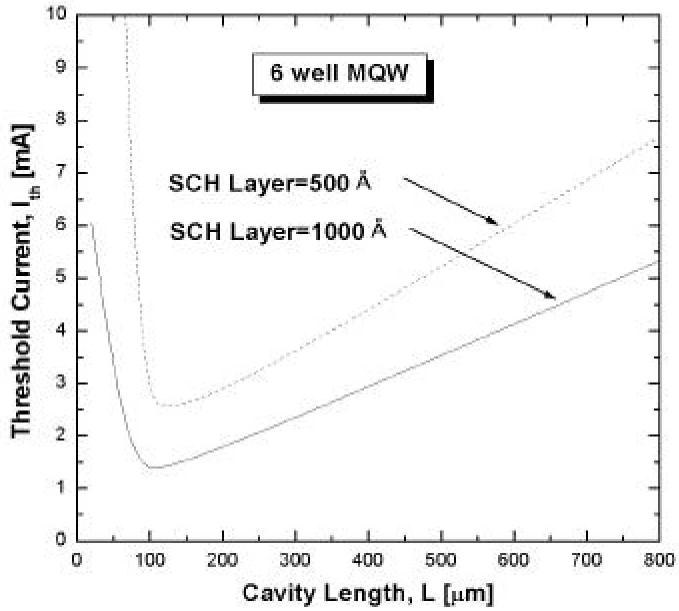


그림. 3-7 SCH 두께에 따른 임계전류 밀도의 변화 (N_{well}=6)

그림 3-7에서 보듯이 보다 작은 SCH 층의 두께에서 발진임계전류가 더 큼을 알 수 있는 데, 이는 SCH 층의 두께가 감소할수록 MQW 활성층과 SCH 층으로 이루어지는 광도파로 영역에서 광가둠계수가 감소함으로써 그만큼 발진에 필요한 캐리어의 수가 많아지기 때문인 것으로 생각된다.

이상의 결과를 종합해볼 때, 웨이퍼의 구조를 SCH-MQW 구조로 하면, 광가둠계수를 크게 할 수 있으며, 이 때 well의 개수가 많아질수록 광가둠계수를 더 크게 할 수 있다는 것을 알 수 있다. 하지만 동시에 발진 임계 전류 밀도가 커지므로, 낮은 전류 밀도에서 최대이득 계수를 얻어야 하는 점을 감안해서 적절한 개수와 두께를 선택하여야 한다.

또한 MQW 층의 well의 개수에 따른 최적의 SCH 층 두께를 구할 수 있으며, well의 개수가 4, 6, 10인 경우에 대해 각각 1700Å, 1500Å, 1200Å임을 알 수 있었다.

3.2 SC-DH 구조의 모드 해석

기본적인 해석 절차는 앞서의 MQW 구조와 비슷하다. 마찬가지로 횡 모드 해석을 위하여 웨이퍼의 구조를 5층 slab 유전체 도파로 구조로 근사하였으며, 그림 3-8에 해석을 위한 파라미터들과 함께 구조를 나타내었다. 역시 에피웨이퍼 성장 후 BH 구조로의 제작시에는 활성층 내 전체적인 광 이득을 파악할 수 있도록 측 모드의 해석이 함께 이뤄져야 한다.

Maxwell 방정식으로부터 optical electric field에 관한 3차원 파동방정식을 유도한 후 전파방향에 대해 횡으로 편파된 전계 및 자계의 전파를 기술하는 파동 방정식을 얻을 수 있으며, 이러한 TE 필드들에 대한 파동방정식의 해는 변수분리법(separation of variables)에 의해 설명된다. 이렇게 해서 구해지는 파동방정식들의 해는 유전체 slab 도파로에서 활성층과 인접층간의 굴절률 관계를 나타낸다.

또한 Maxwell 방정식으로부터 유도된 전자기장에 대한 경계 조건들을 적용함으로써 이산적인 전파상수 값만을 허용하는 고유치 방정식을 얻을 수 있으며, 결과적으로 이들 이산값들에 의해 정의되는 전자계 모드를 얻을 수 있다.

우리가 성장하고자 하는 SC-DH 구조에 있어 횡 방향과 측 방향의 파동방정식은 다음과 같이 주어진다. 단면반사율의 큰 차이로 인해 DH 레이저의 방출은 TE 모드가 지배적이 되므로 TE 모드만 다루기로 한다.

$$\frac{d^2E_x(y)}{dy^2} + \{k_o^2 n_i^2 - \beta^2(x)\}E_x(y) = 0 \tag{3-12}$$

$$\frac{d^2E_y(x)}{dx^2} + [k_o^2\{n_{eq}(x) + \Delta n_{eq}(x)\}^2 - \beta_z^2]E_y(x) = 0 \tag{3-13}$$

여기서 n_i는 각 층의 굴절율, β(x)는 횡 방향에서의 도파모드의 전파상수, k_o는 자유공간 전파상수를 나타내며, β(z)는 전파모드의 종방향 전파상수, $\overline{n}$과 $\overline{\alpha}$는 두께가 d_3이고 폭이 W인 직각 도파로에 의해 주어지는 등가굴절률과 흡수계수이다. 일반적으로 모드해석은 이득이 흡수보다 훨씬 큰 값을 갖는 임계전류 값 이상에서 다루어지므로 이 경우에 흡수계수 $\overline{\alpha}$는 무시할 수 있다.

$$\beta(x) = k_o\, n_{eq}(x) \qquad (3\text{-}14a)$$

$$\beta_z = k_o \overline{n} + j\,\overline{\alpha}/2 \qquad (3\text{-}14b)$$

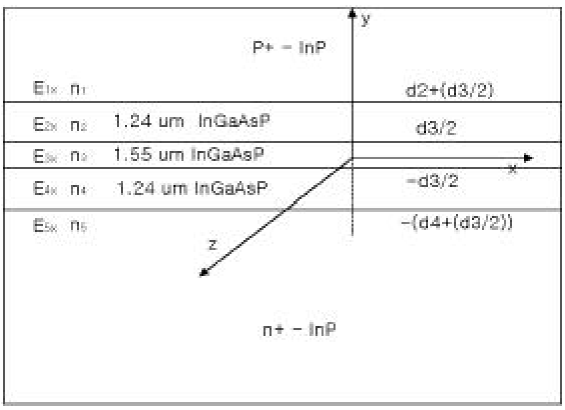


그림. 3-8 횡 모드 해석을 위한 대칭 SCH 구조

대칭형 SCH slab 유전체 도파로의 경우, 반도체-공기 계면에서 z=0이다. 1.55㎛ InGaAsP 활성 영역의 중심에서 x=0이며 도파로는 y방향으로 무한 범위를 가지는 것으로 설정하였다.

이 구조에서, y>x이며 $\overline{n}_3 > \overline{n}_2 = \overline{n}_4 > \overline{n}_1 = \overline{n}_5$이다. 앞서 언급됐듯이 해석상에서는 기본 TE 모드만을 고려하며, 실제적으로도 활성층의 두께

가 $d_3 < 0.2$㎛인 경우에는 실험적으로 기본 TE 모드만이 관측되는 유일한 모드이다.

그림 3-8의 도파로는 대칭 구조이므로 식 (3-12)로 주어지는 파동방정식의 해는 이러한 대칭성을 고려할 때, 실제로는 5층 전부가 아닌 3층에 대하여 해석을 해도 무난하다. 그러므로 이러한 대칭 구조의 경우에 각 층의 필드는 다음과 같이 주어진다.

$$E_{1x}(y) = A_1 \exp^{-k_1(y-(d_2+d_3/2))} \tag{3-15a}$$

$$E_{2x}(y) = A_2 \cos(k_2 y) + B_2 \sin(k_2 y) \tag{3-15b}$$

$$E_{3x}(y) = A_3 \cos(k_3 y) \tag{3-15c}$$

여기서,

$$k_i = \sqrt{k_o^2 n_i^2 - \beta^2} \quad (i = 2,3,4) \tag{3-16a}$$

$$k_i = \sqrt{\beta^2 - k_o^2 n_i^2} \quad (i = 1,5) \tag{3-16b}$$

그리고 고유치 방정식을 구하기 위하여, 주어진 전계 $E_{ix}(y)$ 와 이것의 도함수가 경계에서 연속이라는 경계조건을 적용하여 경계조건을 구하고 정리하였으며, 식 (3-17)에 이것을 행렬식으로 나타내었다.

$$\begin{bmatrix} 0 & -k_2 \sin(k_2 w/2) & k_2 \cos(k_2 w/2) & k_3 \exp((-k_3 w/2)) \\ -k_3 \sin(k_3 d_3/2) & k_2 \sin(k_2 d_3/2) & -k_2 \cos(k_2 d_3/2) & 0 \\ 0 & \cos(k_2 w/2) & \sin(k_2 w/2) & \exp(-k_3 w/2) \\ \cos(k_3 d_3/2) & -\cos(k_3 d_3/2) & -\sin(k_3 d_3/2 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ B_2 \\ A_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \tag{3-17}$$

여기서 $w = d_2 + d_3/2$이다.

식 (3-17)로 주어지는 행렬식에서 A_i와 B_i가 0이외의 의미 있는 해를 갖기 위해서는 정방행렬의 크기가 0이 되어야 한다. 이 조건을 이용하면 5층 도파로에서의 고유치 방정식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} & k_2\cos\{k_2[1/2(w-d)]\}\{k_3\sin(k_3 d/2)-\gamma\cos(k_3 d/2)\} \\ & +\sin\{k_2[1/2(w-d)]\}\left\{k_2^2\cos(k_3 d/2)+k_3\gamma\sin(k_3 d/2)\right\}=0 \end{aligned} \qquad (3\text{-}18)$$

그러므로 식 (3-16)과 (3-18)을 이용하여 β값에 의존하는 각 층에서의 k_1, k_2 그리고 k_3를 얻을 수가 있다.

이러한 과정을 통해 SC층의 두께와 활성층의 두께에 따른 고유치를 구하였으며, 이어서 이 값들을 이용하여 각 층에서의 필드의 세기를 구하였다. 그림 3-9과 그림 3-10에서 각각 그 결과를 나타내었다.

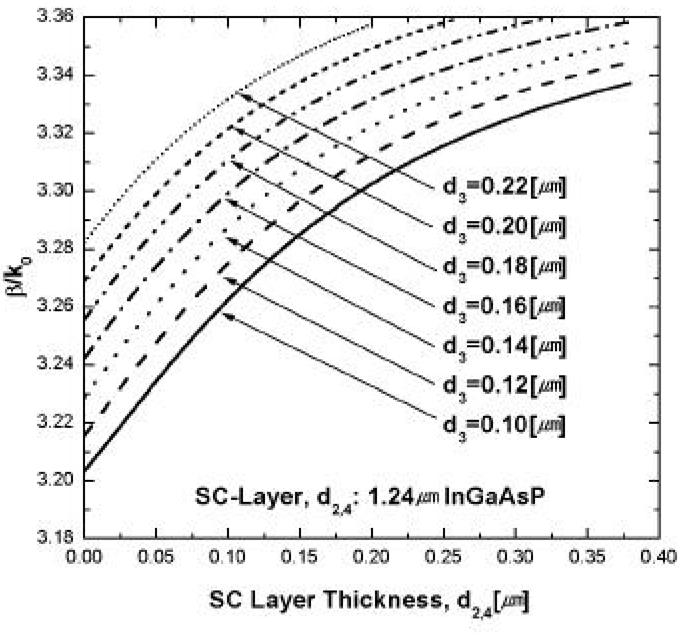


그림. 3-9 SCH 층 및 활성층의 두께에 따른 횡 모드의 고유치

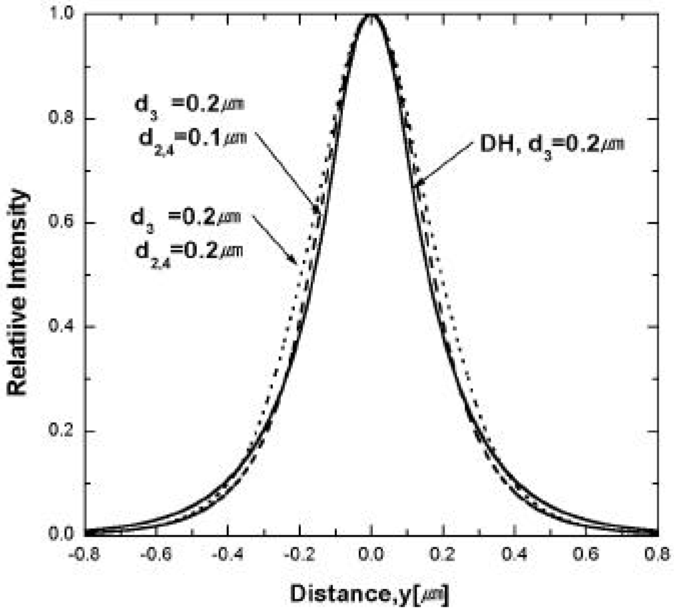


그림. 3-10 활성층 두께 d_3=0.2㎛일 때, SC층 두께가 0.1, 0.2㎛인 경우의 횡 모드 필드 분포 (같은 두께의 활성층과 InP 클래드층을 갖는 DH 구조의 필드분포와 비교)

LD 이론 해석의 중요한 파라미터로서, 활성층 및 SCH층의 두께 설정에 따른 활성층 내 실질적인 광 이득을 살펴보기 위해 SC-DH 구조에서의 광가둠계수를 정의하였다.

$$\Gamma_T = \frac{\int_{-d_{3/2}}^{d_3/2} |E_x(y)|^2 dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} |E_x(y)|^2 dy} \qquad (3\text{-}19)$$

광가둠계수와 발진임계전류의 활성층 두께 의존성을 고려하여, 활성층의 두께를 0.1㎛ 0.22㎛로 변화시키면서, SCH 층에 따른 광가둠계수를 구하였으며 그 결과를 그림 3-11에 나타내었다.

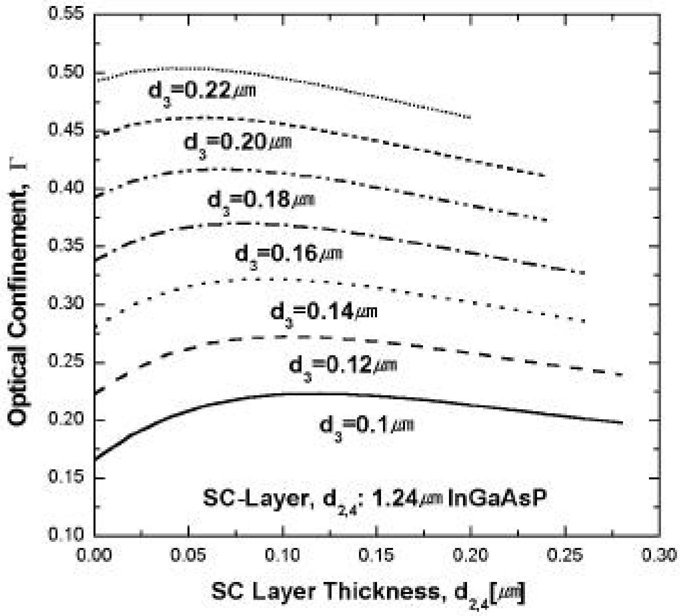


그림. 3-11 활성층 및 SC층의 두께에 따른 횡 방향으로의 광가둠계수.

그림 3-11을 통해 알 수 있듯이 활성층의 두께가 두꺼울수록 광가둠계수는 커지며, 활성층의 두께를 고정시키면 광가둠계수가 최대치가 되는 적절한 SCH 층의 두께를 계산할 수 있다.

하지만 활성층의 두께가 두꺼울수록 임계발진전류가 상승하므로, 최저의 발진임계전류에서 최고의 광이득을 구하는 문제는 광가둠계수와 발진임계전류가 함께 고려되어져야 한다. 또한, 활성층의 두께가 0.1㎛ 전후로 더 얇아져 가면 인접층으로의 광파의 침투가 더욱 심해져서 실질적인 광이득의 급감으로 발진임계전류가 오히려 급증하게 되므로, 이 또한 고려하여 적절한 두께를 선택하여야 한다.

SC층의 두께가 커짐에 따라 광가둠계수는 어느 두께까지는 커지지만 그 이상의 두께가 되면 오히려 감소하는 것을 알 수 있다. 그러므로 SCH 구조를 이용하여 소자를 만들 경우에, 먼저 높은 광 이득과 낮은 발진 전류를 동시에 만족시키는 적당한 활성층의 두께를 결정한 후, 그림 3-11과 같은 분석을 통해 최적의 SC층의 두께에 대한 조사가 이루어

져야 함을 알 수가 있다.

예를 들어 활성층의 두께가 0.2㎛인 경우, 그림 3-11에서처럼 SC층의 두께는 0.05에서 0.104㎛이내의 범위에서는 광가둠계수가 일반적인 DH 구조에 비하여 커지지만, 그 이상에서는 광가둠계수가 오히려 적어지는 것을 알 수 있다.

여기서 한가지 중요한 것은 광가둠계수는 일반적으로 SC층의 두께보다는 활성층과 SC층의 굴절률차, Δn_{3-2}와 활성층의 두께에 더 의존하는 것으로 알려져 있다. 하지만 본 연구에서는 활성층이 1.55㎛ InGaAsP로 그 두께가 어느 정도 고정되고 SC층 역시 1.24㎛ InGaAsP로 결정이 된 상태이므로 SC층의 두께에 대한 변화만을 고려하였다.

SC층의 선택은 다른 조성에 비하여 1.24㎛ InGaAsP가 내부손실이 적은 것으로 알려져 있기 때문이다.

그림 3-12은 그림 3-11의 결과에 바탕을 두고 있으며, 활성층 두께를 0.2㎛로 고정하고 계산한 결과이다. 비슷한 광가둠계수를 갖는 SCH층의 두께 영역에서 0.04, 0.08, 0.12㎛를 선택한 후, 활성층의 폭에 따른 광가둠계수의 변화를 계산하였으며, 여기서 활성층 두께 0.2㎛는 낮은 전류밀도에서 높은 광 이득을 얻을 수 있는 적절한 두께로서 선택되었다.

또한 위 결과로부터 알 수 있듯이, 고효율 SLD 제작을 위한 SC-DH 웨이퍼를 성장하는 경우, 활성층의 두께만 아니라 활성층의 폭도 함께 고려하여야 한다.

활성층의 폭이 매우 작을 경우 제작이 어렵고 수율이 낮을 수 있다는 문제점이 있으며, 그 반대의 경우는 측 방향으로 단일 모드로 동작하지 않는다는 단점이 있다. SLD에 있어서 단일 모드의 optical fiber와의 높은 결합효율이 필수적인 문제이므로, 본 연구에서는 단일모드 및 고효율 동작을 위해 활성층 폭을 3㎛ 정도로 설정하였다.

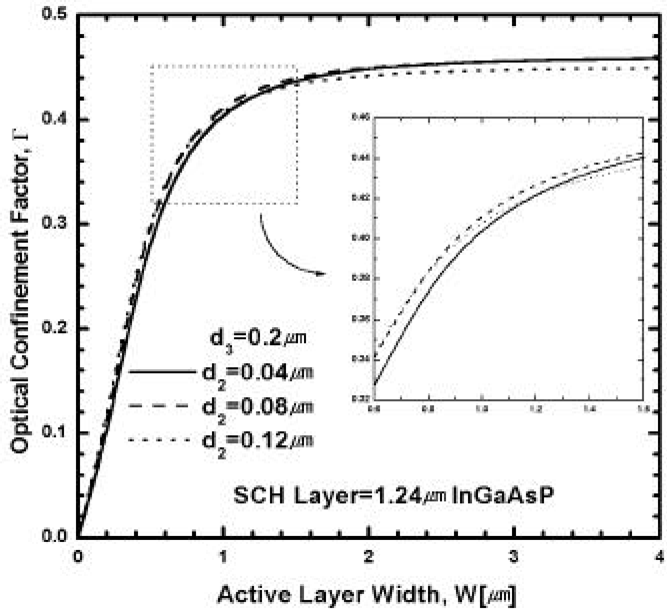


그림. 3-12 1.24㎛ InGaAsP SCH layer, d_3=0.2㎛ **조건에서 활성층 폭 에 따른 광가둠계수**

이러한 점들을 고려하면, **고출력** SLD **제작을 위하여 본 연구에서 제작하고자하는** SC-DH **웨이퍼 성장을 위해서는 활성층의 폭은** 0.2㎛, SCH **층의 두께는** 400Å**에서 최대** 1200Å**정도면 무난할 것으로 생각된다**.

제 4 장 1.55㎛ InGaAsP/InP wafer 성장

기본적인 SLD의 구조는 LD의 구조와 비슷하므로, 고성능 SLD의 요건을 고려하면, 이득 도파 구조나 weakly-index guided 구조보다는 strongly-index guided 구조가 바람직하다.

일반적으로 이득에 의해 구속되는 구조를 가지는 레이저는 kink 또는 측 방향 모드 간의 점프에 의한 비선형적인 광-전류 특성을 나타내며, 주입 전류가 증가할수록 낮은 차수의 측 모드보다 높은 차수의 측 모드가 발진할 확률이 커진다. 이처럼 발진하는 측 모드가 달라지게 되면 레이저의 광 출력이 감소하게 되며, 이 외에도 자체 맥동(self-pulsation)의 발생이나 낮은 동작 온도 등의 문제점을 지니고 있어서 우리가 제작하고자 하는 소자의 기본 구조로서 부적합하다.

즉, 이득에 의해 구속되는 구조보다는 이종접합구조로서 수직방향으로의 굴절률의 차에 의해 수직방향으로 빛을 구속시키는 동시에 측 방향으로 굴절률 차 Δn_L을 발생시킴으로써 측 방향으로도 빛을 구속시키는 index guided 구조가 보다 적합하다. 이 중 굴절률에 의해 강하게 구속되는 구조는 활성층이 낮은 굴절률의 여러 층들에 의해 횡 방향과 측 방향으로 둘러싸여 있어 매립형 이종접합구조라 불리며, 단일 모드만 전파되도록 LD를 설계할 경우 측 방향과 횡 방향으로 형성되는 굴절률 차이가 커서 방출광의 형태가 변하지 않는다.

이 점을 고려하여 본 연구에서는 특성이 우수하여 고성능 광통신 시스템의 광원으로 사용되고 있는 PBH(planar buried heterostructure)-LD의 구조를 SLD의 기본 구조로 정하고, 낮은 임계 전류 밀도와 큰 광 출력을 가질 수 있도록 SCH 구조의 에피웨이퍼를 제작하고자 하였다.

이를 위한 기초연구 단계로서 본 연구에서는 InGaAsP/InP SCH-

MQW 웨이퍼 및 SC-DH 웨이퍼를 LPE로 성장해서 그 성장 특성을 비교하고, 그 중 SLD 제작에 있어 보다 적합한 웨이퍼 타입을 재현성 있게 성장할 수 있는 조건을 찾아내는 데 목표를 맞추었다.

먼저 well의 개수 및 두께, SCH 층의 두께 및 활성층 두께 등의 성장조건을 결정하기 위해 각 구조에 대한 이론적인 분석이 이루어졌다. 이와 함께 LPE에 의한 InGaAsP/InP DH wafer 성장 이론의 정확한 이해를 토대로, 다년간 다양한 종류의 웨이퍼 성장 경험을 통해 얻어진 성장온도와 냉각 시간 등에 관한 안정된 파라미터들이 적용되었다[26) 32)].

본 연구에서 MQW층은 고효율 및 저손실 등을 고려하여 1.55㎛ InGaAsP(well)-1.24㎛ InGaAsP(barrier) 구조를 선택하였다.

우선적으로 LPE에 의해 성장된 SCH-MQW 구조가 원하는 성장 특성을 가지고 재현성이 뛰어난지 알아보기 위해, 사전에 이론 해석이 이루어진 것 중에서 가장 작은 수의 well을 갖는 4-well의 활성층을 선택하였으며, 장벽층은 다른 조성에 비하여 내부손실이 작은 것으로 알려진 1.24㎛ InGaAsP를 선택하였다.

이 경우, 장벽층의 두께를 100Å, 우물층의 두께를 50Å으로 둘 때 SCH층의 두께는 1700Å 정도가 적당한 것으로 나타났다.

또한 SC-DH 구조의 경우에 대해 이론 분석을 한 결과, 활성층의 두께는 최소 임계전류를 나타내는 것으로 알려져 있는 0.2㎛ 정도가 되도록 하였고, SCH 층은 400 1200Å, 즉 0.1㎛ 정도가 무난한 것으로 나타났다.

4.1 LPE에 의한 DH wafer 성장 이론

LPE에 의한 4원화합물 $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$의 결정성장에서는 In용매에 필요한 용질(InP, InAs, GaAs)을 녹이고 성장온도에서 성장용액을 기판에

접촉시킴으로써 일정한 조성비(x, y)에 따라 성장층의 격자상수 및 발진 파장 등이 결정되는데, 양질의 웨이퍼를 얻기 위해서는 기판과 성장층의 격자정합이 이루어져야 한다.

일반적으로 격자 부정합도가 0.1% 이상이 되면 표면형태(Surface Morphology)와 균일성이 나빠지고, 비발광 재결합중심으로 작용하는 결정결함 밀도(Dislocation Density)가 증가하며 조성비가 부분적으로 달라질 뿐만 아니라 깨끗한 경계면을 가진 성장층을 얻을 수 없다[33].

특히, InP 기판에 InGaAsP를 성장시킬 경우에는 격자 부정합도 $\Delta a/a$가 5×10^{-3}(0.5%)이하가 되어야만 misfit dislocation이 생기지 않는 것으로 알려져 있다[34]. 또한, 성장층의 밴드갭 에너지 E_g는 웨이퍼의 발광 및 흡수파장을 결정하며 굴절률과도 밀접한 관계를 가지게 된다[35].

그림 4-1은 Ⅲ-Ⅴ족 화합물의 격자상수와 밴드갭 에너지, 그리고 발광파장의 변화를 나타낸다[36]. 그림에서 보는 바와 같이 4원 화합물 반도체의 경우 2원 화합물량의 조정에 의해 격자상수 및 밴드갭 에너지를 선택할 수 있다.

먼저, InP와 격자 정합되는 $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$의 고체조성비 x, y의 관계는 Vegard의 법칙에 의해 다음과 같이 주어진다[37].

$$a(x,y) = xy\, a_{GaAs} + x(1-y)\, a_{GaP} + (1-x)y\, a_{InAs} + (1-x)(1-y)\, a_{InP} \tag{4-1}$$

여기서 a_{GaAs}, a_{GaP}, a_{InAs}, a_{InP}는 각각 GaAs, GaP, InAs, InP의 격자상수이며, Nahory 등의 측정에 따르면 그 값은 다음과 같다[38].

$$a_{GaAs} = 5.6536\text{Å},\quad a_{GaP} = 5.4512\text{Å}$$
$$a_{InAs} = 6.0590\text{Å},\quad a_{InP} = 5.8696\text{Å}$$

이러한 값들을 식(4-1)에 대입하면 다음 식과 같이 주어진다.

$$a(x,y) = 5.8696 - 0.4184x + 0.1894y + 0.0130xy \quad (4\text{-}2)$$

따라서, 성장층과 InP 기판 간의 격자 정합을 이루기 위해서는 성장층의 격자상수 $a(x, y)$가 a_{InP}와 같아야 하므로 격자 정합을 위한 x, y의 관계는 다음과 같다.

$$x = \frac{0.1894y}{(0.4184 - 0.0130y)} \quad (4\text{-}3)$$

실온에서 InP기판과 격자정합하는 밴드갭 에너지 E_g는 2원화합물의 혼정으로부터 4원화합물로 확장시킨 다음의 식에 의해서 구해질 수 있다.

$$\begin{aligned} E_g = \ & (1-y)[(1-x)E_g(InP) + xE_g(GaP)] \\ & + y[(1-x)E_g(InAs) + xE_g(GaAs)] - \delta E_g \end{aligned} \quad (4\text{-}4)$$

식 (4-4)의 δE_g는 Thompson 등이 3원화합물의 밴드갭이 조성비에 비례하여 직선적으로 변화되지 않는 항을 보정한 것으로서 Bowing Parameter라 부르며, 각 3원 화합물들의 개별 Bowing Parameter를 K라고 할 때, 다음과 같이 나타낼 수 있다[39].

$$\begin{aligned} \delta E_g = \ & [K_{InGaP} + (K_{InGaAs} - K_{InGaP})y]x(1-x) \\ & + [K_{InAsP} + (K_{GaAsP} - K_{InAsP})x]y(1-y) \end{aligned} \quad (4\text{-}5)$$

이 식에서 K_{InGaP} 등과 같은 변수들은 실험적으로 구해진 것[40)]으로, 이들 각각의 밴드갭 에너지 E_g와[41)] Bowing Parameter K의 값을 표 3-1에 나타내었다.

식 (4-4)와 식 (4-5)를 이용하여 밴드갭 에너지 $E_g(x, y)$를 구해 보면 다음과 같다.

$$E_g(x, y) = 1.35 + 0.672x - 1.091y + 0.758x^2 + 0.101y^2 - 0.157xy - 0.312x^2y + 0.109xy^2 \quad (4\text{-}6)$$

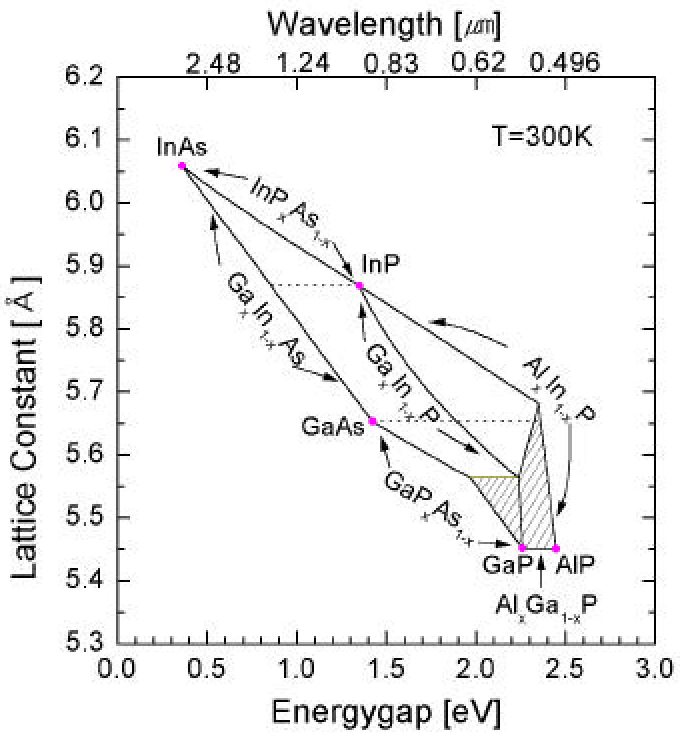


그림. 4-1 Ⅲ－Ⅴ화합물 반도체의 격자상수와 밴드갭 에너지와의 관계[42)]

표. 4-1 밴드갭 에너지 E_g와 각 3원 화합물의 Bowing Parameter K

밴드갭 에너지 E_g (eV)		Bowing Parameter K (eV)	
InP	1.35	InGaP	0.758
GaP	2.78	InGaAs	0.446
InAs	0.36	InAsP	0.101
GaAs	1.48	GaAsP	0.210

이 때, 발광중심파장 λ는 다음과 같다.

$$\lambda(\mu m) = \frac{hc}{E_g} = \frac{1.2398}{E_g} \qquad (4\text{-}7)$$

여기서, h는 플랑크 상수이며, c는 진공 중의 광속을 나타낸다.

식 (4-3)과 (4-6)의 x, y의 관계를 이용하면 격자정합 상태에서 원하는 발광파장을 얻을 수 있다. $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$가 InP 기판과 격자정합을 이루는 조건에서 y에 따른 x 및 발광파장 λ의 변화를 그림 4-2에 나타내었다.

그림 4-2에서 격자정합을 이루기 위해서는 y의 증가에 따라 x의 값이 증가해야 하며, 발광중심파장은 y 또는 x의 증가에 따라 장파장쪽으로 이동된다는 것을 알 수 있다. 한편, 발광파장 1.55㎛의 경우 활성영역의 $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$/InP 조성비 x, y를 계산하면 x=0.42, y=0.91의 값을 얻을 수 있으며, 1.24㎛의 $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$의 경우 x=0.24, y=0.53이 된다.

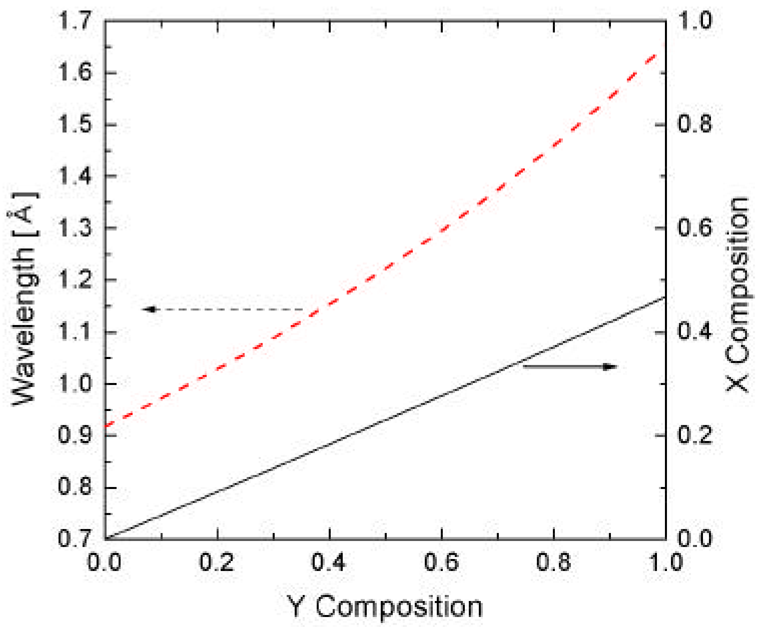


그림. 4-2 $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$에서 조성비 y에 따른 x 및 발진파장의 변화

4.2 SCH-MQW wafer 성장

실험은 자체 제작되어 운용돼 온 수직형 LPE 시스템을 이용하였으며, 성장 온도 630℃에서 2상 용액법을 적용하였다[43) 45)].

LPE에 의한 결정성장방법으로는 성장 온도와 용액의 상태에 따라 균일냉각법, 계단냉각법, 과냉각법, 2상 용액법의 네 가지로 나눌 수 있다.

얇은 층을 성장하고자 할 때 균일 냉각법이 가장 유리한 것으로 나타나 있긴 하지만, 이 방법은 성장 온도를 용액의 포화온도에 정확히 일치시키지 못하면 용액이 불포화상태에 있게 되거나 과포화될 우려가 있어서 성장 조건을 맞추는 것이 매우 어렵다.

2상 용액법에서는 InP의 양을 포화량보다 훨씬 많이 넣어주게 되며,

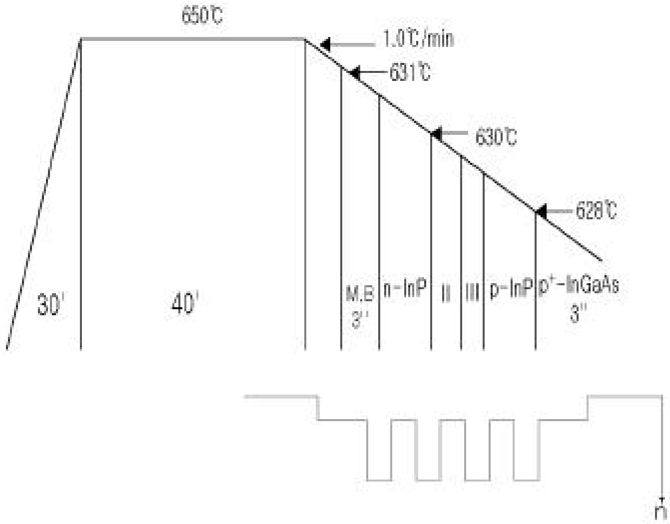
냉각 과정 동안 과포화용액 상부에 고체상태의 InP가 상존하고 있으므로 이 InP에서도 성장이 일어나게 된다. 따라서 초기 과포화도가 줄어들기 때문에 초기 성장률을 상당히 억제할 수 있다. 성장층의 두께를 예견하기 힘든 단점이 있긴 하지만 동시에 거의 균일냉각법과 비슷한 수준의 초기 성장률을 갖는다는 장점이 있다.

성장방법의 선택은 원하는 에피층의 성격에 따라 결정되며, InGaAsP 성장의 경우 앞서 언급된 문제로 인해 2상 용액법이 주로 사용된다.

먼저 에칭된 In과 GaAs, InAs, InP를 흑연 보트에 삽입하고 성장 용액의 불순물 제거 및 열평형을 위해 포화온도보다 20℃ 더 높은 온도에서 3시간 source baking을 하였다. 이어서 n^+-InP 기판과 InP cover crystal을 cleaning 및 etching 과정을 거친 후 흑연 보트에 삽입하였다. 성장을 시작하기에 앞서 성장용액을 균일하게 녹이면서 가능한 한 기판의 열 손상을 최대한 줄이기 위해 성장온도보다 20℃ 더 높은 650℃에서 40분 간 soaking을 하였으며 이 경우, cover crystal을 기판 위에 둘지라도 기판의 표면이 다소의 열 손상을 입을 수 있으므로 이를 제거하기 위해 성장 직전에 3초 동안 meltback을 하였다.

그림 4-3은 1.55㎛ InGaAsP/1.24㎛ InGaAsP SCH-MQW 웨이퍼 성장을 위한 온도프로그램 및 성장 순서를 나타낸다.

냉각 속도 1℃/min으로 SC층을 5초 간 성장시킨 후 4-well과 3-barrier로 이뤄진 활성층을 630℃에서 과정 II, III을 1초 씩 반복함으로써 성장시켰다. 마지막의 저항접촉층(ohmic contact layer)인 p^+- InGaAs층은 3초간 성장시켰다. n형 dophant로는 TE/In alloy를 사용했으며, p형 dophant로는 Zn/In alloy를 사용했다.



M.B → n-InP → II → III-II-III-II-III-II-III→II

→p-InP → p^{+}-InGaAs

II: InGaAsP(1.24㎛), III: InGaAsP(1.55㎛)

그림. 4-3 SCH-MQW 결정 성장을 위한 온도프로그램

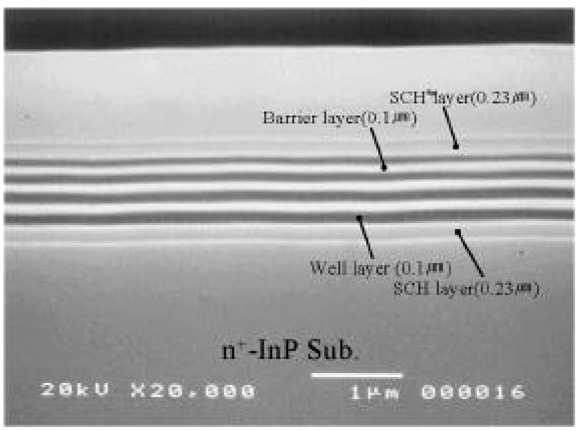


그림. 4-4 InGaAsP/InP SEM 단면 사진.

그림 4-4는 위와 같은 과정으로 성장된 InGaAsP/InP MQW 구조의 SEM 단면 사진을 보여주고 있다. SC층은 약 0.23㎛, 우물층과 장벽층은 각각 0.1㎛ 성장되었다.

계면 특성은 양호하게 나타났지만, 우물층과 장벽층의 두께가 우리가 원하는 두께의 거의 10 배로서 이론해석된 것과 같이 좋은 특성을 기대하기에는 활성층이 너무 두껍게 성장되었음을 알 수 있다.

일단 계면 특성이 양호하게 나타났으므로 다른 조건은 그대로 둔 상태에서 냉각속도를 변화시켜 활성층의 두께를 줄여보고자 하였다.

그림 4-3의 온도 프로그램과 동일한 조건에서 냉각속도만을 각각 0.8℃/min와 0.6℃/min로 바꾸어 SCH-MQW층을 성장시켰으며 1℃/min일 때와 성장 두께 특성을 비교해 보았다. 그림 4-5와 4-6은 냉각 속도를 0.8℃/min와 0.6℃/min을 낮추어 성장된 각각의 웨이퍼의 SEM 단면 사진을 나타낸 것이다.

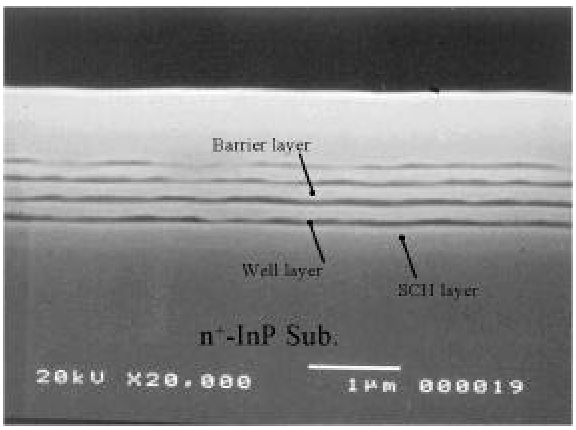
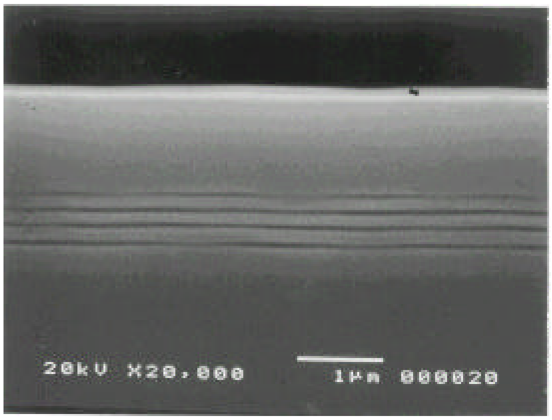
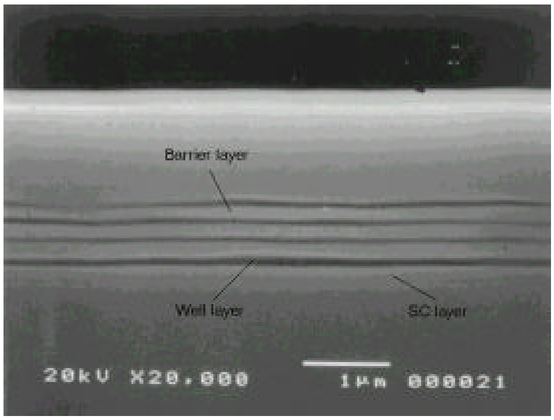


그림. 4-5 0.8℃/min의 냉각속도를 가질 때의 SCH-MQW SEM 단면 사진.



(a) 0.6℃/min의 냉각속도로 성장된 경우



(b) (a)의 melt를 재사용하여 성장한 경우

그림. 4-6 성장된 SCH-MQW 웨이퍼의 SEM 단면 사진냉각속도 (냉각속도 0.6℃/min).

각 냉각속도 별로 성장된 웨이퍼를 SEM 단면 사진을 통해 비교해 보면, 냉각 속도가 0.8℃/min와 0.6℃/min일 때가 1℃/min일 때보다 각 층

의 계면 특성이 나쁘게 나타났다. 이것은 냉각속도가 낮아지면, 기판과 용액이 접촉하여 성장이 이루어지는 동안 온도와 용액의 불균일에 의한 영향이 더 커지는 데 원인이 있는 것으로 보여진다.

앞에서 냉각 속도 1℃/min에서 계면 특성은 만족스러우나 활성층의 두께가 너무 두꺼웠기 때문에, 냉각 속도를 줄여 나가면 좋은 계면특성을 유지하면서 두께의 감소 효과를 가져오리라 예측하였다. 하지만 실제로는 계면 특성이 냉각 속도의 저하에 따른 영향을 심하게 받는 것으로 나타났다.

실제 그림 4-4(1℃/min)와 4-6(0.6℃/min)을 보면, 냉각속도를 줄였을 때 well의 두께가 많이 줄어들긴 했지만 barrier의 두께는 그대로이거나 오히려 약간 더 두꺼워졌음을 알 수 있으며, 계면의 상태도 다소 더 나빠짐을 확인할 수 있다. 이후 여러 번의 실험을 통해서 재현성은 확보할 수 있었으나 활성층의 두께 제어와 계면 특성 면에서 동시에 만족스러운 특성을 얻지는 못하였다.

이와 같은 결과를 보면, 이전의 실험에서 InGaAsP(well)-InP(barrier) MQW 구조로 각 층의 재현성과 계면 특성이 아주 뛰어난 약 40Å 60Å 정도의 성장층을 얻을 수 있었던 것과 달리[46], InGaAsP (well)-InGaAsP(barrier) 구조의 MQW층을 얇고 재현성 있게 성장시키는데는 어느 정도 한계가 있는 것으로 보인다.

이번 실험에서 성장 속도를 낮추었을 때 1.55μm InGaAsP well 층은 두께가 감소했으나, 1.24μm InGaAsP barrier층에서는 거의 감소 효과를 가져오지 못하는 것으로 나타났다. 따라서 InGaAsP 층 위에 InGaAsP 층을 성장시킬 때는 2상 용액법에서 초기 과포화도를 줄여주면서 초기 성장률을 낮춰주어야 할 InP의 역할이 InP barrier일 때와는 달리 제대로 이뤄지지 않는 것으로 추정하였다.

또한, 우물층으로 설정된 1.55μm InGaAsP 매질과 barrier로 조성만 다른 같은 InGaAsP 매질을 사용할 때 상호작용에 의하여 성장 특성에 악

영향을 주는 것으로 보여진다.

결과적으로, LPE 장치를 이용하여 고출력 다이오드 제작을 위한 $In_{0.76}Ga_{0.24}As_{0.53}P_{0.47}/In_{0.58}Ga_{0.42}As_{0.91}P_{0.09}$ SCH-MQW 층을 성장하는 것은 현 단계로서는 어려우며, 향후 InGaAsP/InGaAsP층의 성장에 관한 보다 더 많은 연구가 수행되어야 한다고 생각된다.

4.3 SC-DH 웨이퍼 성장

(1) InGaAsP(1.55㎛)/InGaAsP(1.24㎛) SC-DH 웨이퍼 성장

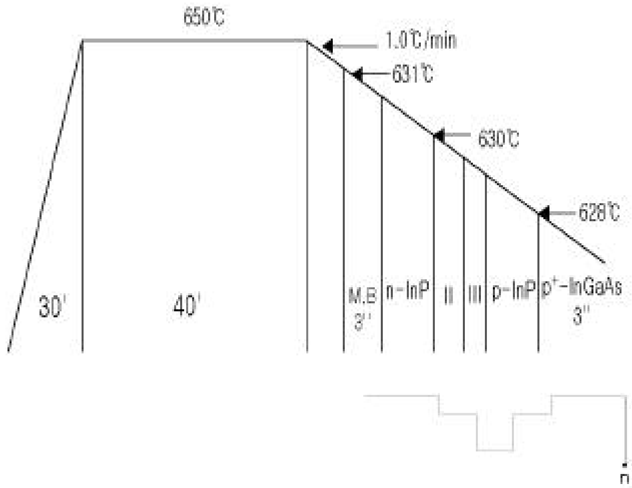
고출력 다이오드 제작을 위한 1.55㎛ InGaAsP-1.24㎛ InGaAsP SCH-MQW 웨이퍼의 성장의 경우, 활성층의 두께 제어라는 측면에서 보다 많은 연구가 이루어져야 할 것으로 생각되었다.

이어서 기본적으로 동일한 조성을 갖는 InGaAsP 재료를 이용하여 보다 간단한 구조인 SC-DH 구조를 성장시키는 실험을 행하였다.

기본적으로 동일한 조건에서 실험이 행해졌으며, 계면 특성과 두께 특성의 변화를 보기 위해 동일한 조건에서 냉각속도를 1.0℃/min와 0.6℃/min로 바꾸어 가면서 웨이퍼를 성장시켜 보았다. 그림 4-7은 1.55㎛ InGaAsP SC-DH 웨이퍼의 성장을 위한 온도 프로그램 및 성장 과정을 나타낸 것이다.

앞서 실험된 SCH-MQW 구조와 유사한 공정을 거치고 조성 및 온도 등 조건들이 동일하므로, SC-DH의 경우에는 MQW 구조와 비교해 어떠한 계면 특성 및 두께 특성이 나타나는지 비교해 보고자 하였다.

한편 앞서 이론 해석된 결과를 바탕으로 활성층의 두께는 0.2㎛ 정도, 이 때 SCH 층의 두께는 400Å에서 1200Å 정도의 두께로 성장시키고자 하였다.



M.B → n-InP → Ⅱ → Ⅲ-Ⅱ→ p-InP → p^+-InGaAs

II: InGaAsP(1.24㎛), III: InGaAsP(1.55㎛).

그림. 4-7 SC-DH 결정 성장을 위한 온도프로그램

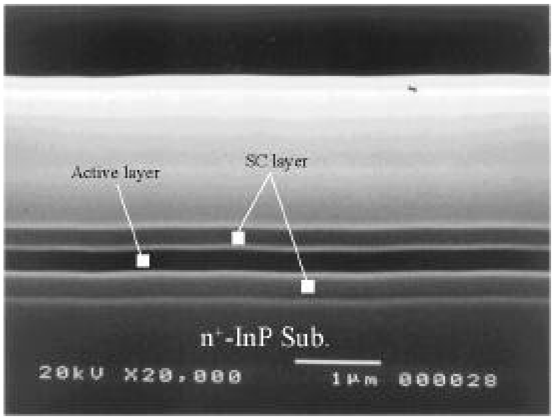
먼저 1℃/min의 냉각속도로 그림 4-7의 온도 프로그램을 이용하여 InGaAsP(1.24㎛) SC 층과 InGaAsP(1.55㎛) 활성층을 성장시켰다. 그림 4-8은 성장된 웨이퍼의 SEM 단면 사진을 나타낸 것이다.

SEM 사진을 통해 알 수 있듯이, 전반적으로 활성층의 두께와 계면 특성은 만족스럽지만 SC 층이 0.2 0.3㎛ 정도로 다소 두껍게 성장됐음을 알 수 있으며, 이것은 1℃/min의 냉각속도로 성장시킬 경우에는 온도 변화에 의한 석출량이 크다는 것을 알 수 있다.

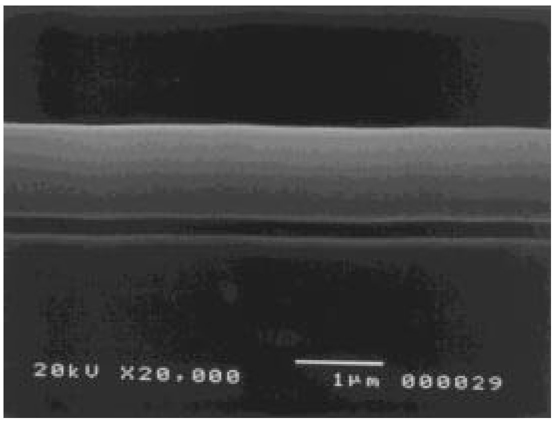
따라서 SC 층의 성장 두께를 줄이기 위해 동일한 조건 하에서 냉각속도만 분 당 0.6℃로 바꾸어 성장을 행하여 보았다. 그 결과, 성장된 웨이퍼의 SEM 사진을 나타낸 그림 4-9(a)에서 볼 수 있듯이, 이 냉각속도로 성장된 웨이퍼들의 계면 특성이 전반적으로 좋지 않은 것으로 나타났다. 냉각 속도를 줄이는 만큼 SC 층의 성장률이 둔화될 것으로 예상했으나 SC 층의 두께는 별로 변화가 없었으며, 같은 냉각 속도로 SCH-

MQW 층을 성장 할 때와 마찬가지로 계면 특성이 좋지 않았다.

이어서 성장층 두께에 또 하나의 변수가 될 수 있는 상하 SC층의 성장 시간을 각각 3초에서 1초, 2초로 줄여서 성장시켜 보았으며, SEM 사진을 통해 그 결과를 확인하였다.

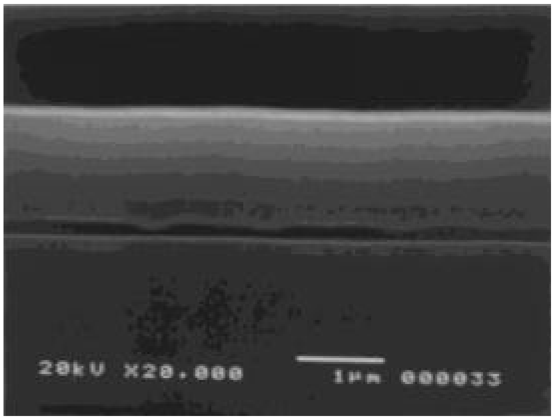


(a) 냉각속도 1℃/min으로 성장된 경우

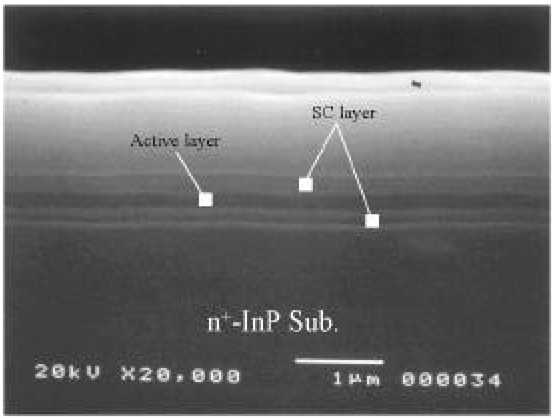


(b) (a)의 melt를 재사용하여 성장한 경우

그림. 4-8 성장된 SC-DH 웨이퍼의 SEM 단면 사진(냉각속도 1℃/min).



(a) 냉각속도를 0.6℃/min으로 한 경우



(b) 성장 시간을 1-3-2초로 줄인 경우

그림. 4-9 냉각속도 0.6℃/min으로 성장된 SC-DH 웨이퍼의 SEM 단면 사진

그림 4-9에서 보듯이, 이 경우 SC 층 두께와 계면특성이 어느 정도 개선되긴 하지만, SC 층의 두께가 1500 2200Å 정도로서 우리가 원하는 400 1200Å에는 미치지 못하며 계면특성도 1℃/min일 때에 비해 다소 떨어짐을 알 수 있다.

냉각 속도와 성장 시간을 변화시키면서 계속된 성장 실험을 통해, 앞서 이론적으로 최적화된 웨이퍼 조건에 어느 정도 근접은 하지만, 이 조성으로는 SC 층의 두께와 계면 특성을 동시에 원하는 수준만큼 만족시키기가 다소 어려웠다.

따라서 SC-DH 층의 조성을 변화시켜 성장을 해보기로 하였다. 그림 4-1에서 보여지듯이, 1.3㎛ InGaAsP가 InP와 격자정합되는 동시에 낮은 손실 영역을 갖는 것으로 알려져 있으므로, 이를 SC-DH 구조에서의 SC 층으로 재설정하였다.

앞서 1.24㎛ SC 층에 대해 이루어진 이론 분석을 토대로 1.3㎛ InGaAsP SC층에 대해 이론분석을 행하였다.

그림 4-10은 그 결과를 나타낸 것으로, 동일한 활성층 두께 0.2㎛에서 SC 층의 두께가 1.3㎛일 때 활성층 폭에 따른 광가둠계수를 보여준다.

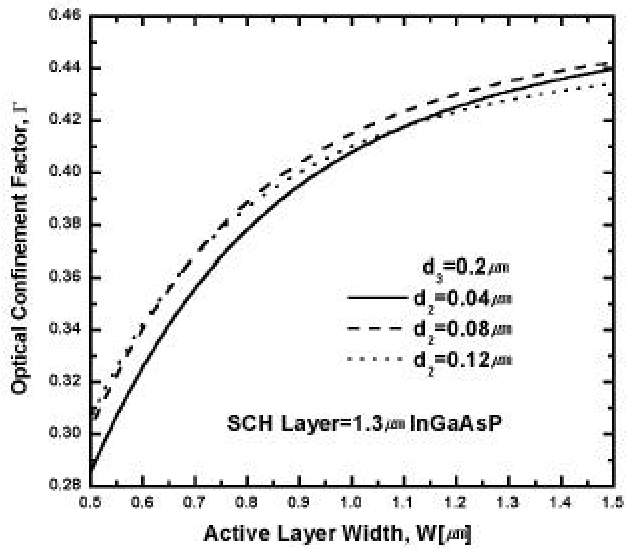


그림. 4-10 활성층 폭에 따른 광가둠계수의 변화(세 값의 d_2는 활성층의 두께가 0.2㎛일 때 광가둠계수가 최대가 되는 영역을 3등분한 값들이다)

그림 4-10을 통해 알 수 있듯이, 두 조성에서의 큰 차이는 보이지 않으나, SC층을 1.3㎛로 한 경우가 앞서의 1.24㎛로 한 경우보다 다소 광이득이 더 높은 것으로 나타났다. 최적의 SCH 층 두께의 경우에서도 비슷하게 나타났으며, 이론해석의 결과에 의하면 SC층을 1.3㎛ InGaAsP로 하는 성장 실험에서 성장시켜야 될 최적의 SC 층 두께는 1000 1200Å 정도로 보여진다.

(2) InGaAsP(1.55㎛)/InGaAsP(1.3㎛) SC-DH 웨이퍼 성장

그림 4-11과 4-12는 SC층의 조성이 1.3㎛로 바뀐 상태에서 동일한 조건으로 0.6℃/min 및 1℃/min의 냉각 속도로 성장시킨 웨이퍼의 SEM 사진이다.

성장된 층의 두께 및 계면 특성을 보면 전체적으로 SC층의 두께도 감소했으며 계면 특성도 더 안정되어진 것을 알 수 있다. 단, SC층의 두께는 0.6℃/min의 경우 약 1500Å정도, 1℃/min의 경우 약 2000Å 정도로서 여전히 두꺼운 상태이며, 계면 특성은 분 당 1℃로 해서 성장시킨 경우가 다소 더 우수한 것으로 나타났다.

그림 4-11과 4-12에서 알 수 있듯이 계면특성이 개선되었고, 균일 성장도 이루어졌으나, 여전히 SC 층에서 두께 제어의 문제가 있었다.

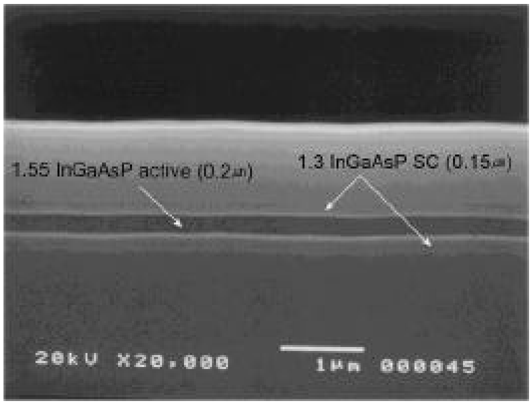
이처럼 조성의 변화 및 냉각 속도의 조절을 통해서도 우리가 원하는 두께로 성장되지 않았기 때문에, 이상용액법에서 냉각 속도와 더불어 성장 두께의 변수가 될 수 있는 과포화도에 문제가 있는 것으로 초점을 맞추어 보았다.

용액 위에 고체 상태로 떠 있으면서 과포화도를 줄여주어야 할 InP solute로서, 지금까지 활성층과 SC층에 사용돼 온 poly crystal의 InP가 얇은 InGaAsP/InGaAsP 성장에 있어서는 충분히 과포화도를 줄여주지

못함으로써 초기성장율이 큰 것이 아닌가 의심하였다.

따라서 이 InP solute를 기판과 동일한 sinlge crystal 구조로 바꾸어주면 기판과 InP solute에 동시 성장이 일어나서 과포화도를 보다 줄일 수 있을 것이라 생각하였다.

앞서의 과정을 통해 양호한 계면 품질 및 균일한 성장은 확보되었으므로, 현재의 조건에서 SC층의 두께만을 좀 더 줄이기 위해, SC층에 들어가는 InP를 single crystal로 대체해서 성장시켜 보았다. 또한 계면 특성도 유지하면서 두께 감소의 효과를 얻도록 냉각속도는 0.8℃/min으로 조절하였다.



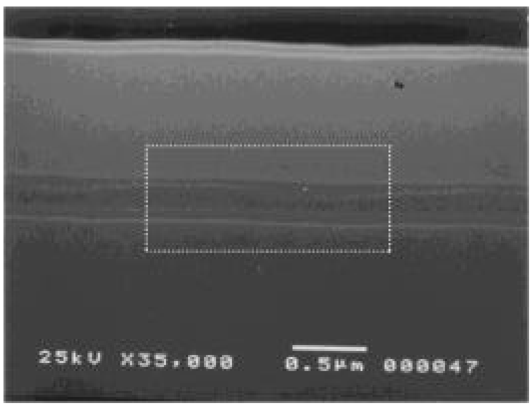
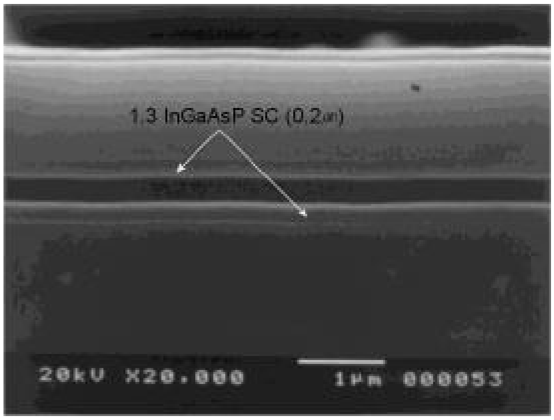


그림. 4-11 0.6℃/min, 1.3-1.55 SC-DH 웨이퍼

다.



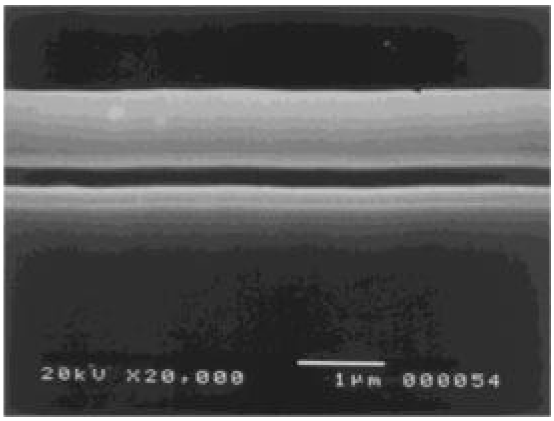


그림. 4-12 1℃/min, 1.3-1.55 SC-DH 웨이퍼

그림 4-13은 그 결과를 나타내는 SEM사진으로, 계면 특성과 두께 제어 측면에서 만족할만한 결과를 얻었음을 알 수 있다. SC층은 대략 1200Å 정도로 성장이 이루어졌으며 계면의 상태도 양호하였다.

이렇듯이, 1.55㎛ InGaAsP(active)/1.3㎛ InGaAsP(SC) 구조로, 냉각 속도를 0.8℃/min으로 하고 SC층에 들어가는 InP solute를 기판과 동일한 single crystal 구조로 선택함으로써 우리가 원하는 결과를 얻을 수 있었다.

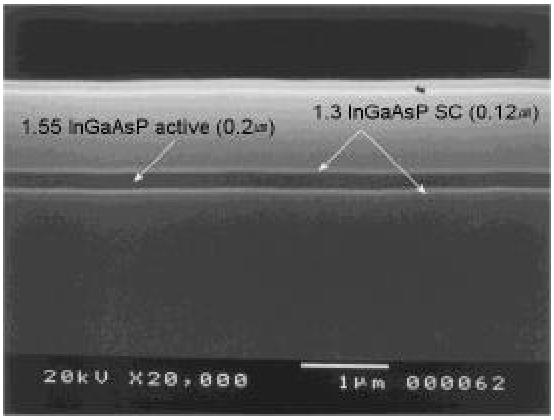


그림. 4-13 0.8℃/min, 1.3-1.55 SC-DH 웨이퍼

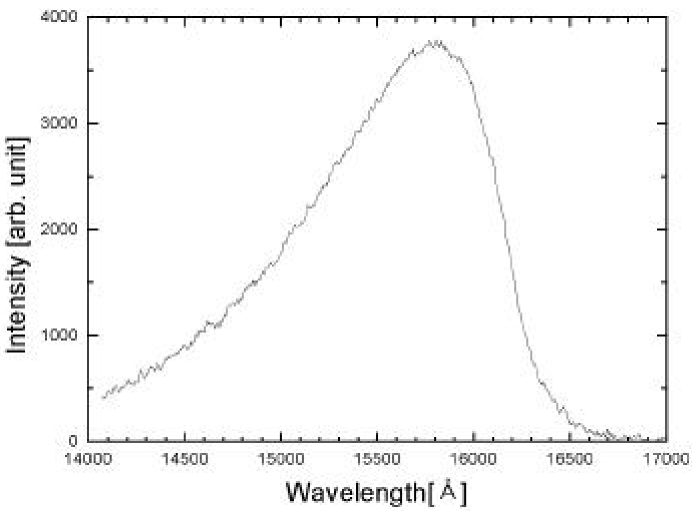


그림. 4-14 성장된 웨이퍼(4-13)의 PL측정결과

그림 4-14는 이렇게 제작된 에피웨이퍼의 상온광여기 특성을 측정한 결과를 보여주는 것으로, 중심파장은 15580Å임을 알 수 있다. 애초 목적한 15500Å에서 오른쪽으로 약간 치우쳐 있으나, CW 동작시의 bandgap filling 효과를 감안하면 실제 파장의 중심은 1.55㎛ 범위를 가질 것으로 보인다.

제 5 장 결론

본 연구에서는 광섬유 자이로스코프의 광원용의 고성능 SLD를 제작하기 위한 기초 연구로서, 1.55㎛ InGaAsP/InP SLD 제작을 위한 최적의 에피웨이퍼를 LPE로 제작하고자 하였다.

이를 위해, 앞서 선행된 연구와 경험을 바탕으로 에피웨이퍼의 구조를 SCH-MQW와 SC-DH 두 가지로 선택한 후, 낮은 임계전류에서 고효율을 나타낼 수 있는 에피웨이퍼를 이론적 해석을 통하여 설계하였다.

그 결과, SCH-MQW 구조의 경우 well의 개수가 커질수록 광가둠계수가 커지며 동시에 발진임계전류도 커진다는 것을 알 수 있었으며, 이를 감안해 설정한 well의 개수 4, 6, 10에 대해 활성층의 두께가 0.2㎛일 때 적합한 SCH층의 두께는 각각 1700Å, 1500Å, 1200Å임을 알 수 있었다.

먼저, 가장 적은 수인 4-well의 활성층을 갖는 SCH-MQW 웨이퍼를 제작하고 그 결과를 확인한 후 보다 많은 개수의 well을 갖는 구조를 성장시켜보고자 하였으나, 양자사이즈 효과를 기대할 수 있을 만큼 충분히 얇은 MQW층의 성장이 매우 어려운 것으로 나타났다.

한편, SC-DH 구조로 성장시킬 에피웨이퍼의 요건으로서, 이론적 해석을 통해 0.2㎛의 활성층 두께와 400Å에서 최대 1200Å 정도의 SC층 두께가 적합하다는 결론을 얻었다.

이를 토대로 이루어진 성장 실험에서, 1.3㎛ InGaAsP를 SCH층으로 하고, 이상용액법에 따른 InP solute를 기판과 동일한 single crystal의 것을 사용하며, 냉각속도는 각각 0.8℃/min로 할 경우, 계면특성이 양호하고 균일한 두께의 에피웨이퍼를 얻을 수 있었다.

또한, 이렇게 성장된 웨이퍼의 PL측정을 한 결과 원래 의도하였던 파장인 1.55㎛근처에서 발광하는 것을 확인하였다.

따라서, 고성능의 SLD를 제작하는 데 사용할 수 있는 에피웨이퍼로서, 1.55㎛ InGaAsP/1.3㎛InGaAsP/InP 웨이퍼를 SC-DH 구조로 LPE를 이용하여 제작할 수 있음을 확인하였으며, 차후 이 웨이퍼를 이용하여 BH 구조를 제작하고, 최적의 단면 반사도 제어를 방법들을 적용한다면 우수한 성능의 SLD를 제작할 수 있을 것으로 기대된다.

참고문헌

[1] J. Niesen, P. H. Payton, C. B. Morreson, and L. M. Zinkiewiez, paper TUC2 presented at Southwest Optics Conference, Albuquerque, NM, Feb. 9-12, 1987.

[2] G. A. Alphones, D. B. Gilbert, M.Harvey, E. Depiano, and M. Ettenberg, paper ME6 presented at the Optics Fiber Communication Conference, Reno, NV, Jan. 1987.

[3] Gerard A. Alphoses, Dean B. Gilvert, M. G. Harvey, and Michael Ettenverg, "High-Power Superluminescent Diodes", IEEE. J. of Quantum Electron., Vol 24, No. 12, Dec 1988.

[4] Y. Kashima, M. Kobayashi, H. Takano, "High output power GaInAsP/InP superluminescent diode at 1.3㎛", Electronics Letters 24th Vol. 24, No. 24, Nov 1988.

[5] K. Gen-ei, A. Tanioka, H. Suhara, and K. Chinen, "High coupled power 1.3㎛ edge-emitting light-emitting diode with a rear window and an integrated absorber," Appl. Phys. Lett., Vol. 53, No. 13, pp. 1380-1140, 1988.

[6] Y. Kashima, A. Matoba, and H. Takano "Performance and Reliability of InGaAsP Superluminescent Diode", J. Lihgtwave Technol., Vol. 10, No. 11, Nov 1992.

[7] I. M. Joindot and C. Y. Boisrobert "Peculiar Features of InGaAsP DH Superluminescent Diodes", IEEE J. of Electron., Vol. 25, No. 7 May 1989.

[8] H. Nagai, Y. Noguchi, and S. Sudo "High-power, high-efficiency 1.3 ㎛ superluminescent diode with a buried bent absorbing guide structure", Appl. Phys. Lett 54(18), May 1989.

[9] W. K. Burns, C. L. Chen, and P. P. Moeller, IEEE/OSA J. Lightwave Technol. LT-1, 98, 1983.

[10] K. Bohm, p. Marten, K. Petermann, E. Weidel, and R. Uleich, Electron Lett 17, 352, 1988.

[11] B. D. Patterson, H. R. Brunner, J. E, Epler, B. Graf, H. W, Lehmann, H. P. Schweizer, H. C. Slgg and A. Vonlanthen, "A high-power, extremely low spectral-modulation superluminescent diode at 1.3㎛," DLTA 4.6

[12] T. R. Chen, Y. H. Zhuang, Y. J. Xu, and A. Yariv, "1.5㎛ InGaAsP/InP buried crescent superluminescent diode on a p-InP substrate", Appl. Phys. Lett. 56(25), 18 Jun 1990.

[13] N. S. K. Kwong, K. Y. Lau, N. Bar-Chaim, I. Ury, and K. J. Lee, Appl. Phys. Lett. 51, 1879, 1987.

[14] Govind P. Agrawl, Nilloy K. Dutta, "Semiconductor Lasers," CH. 5, pp. 180 212.

[15] C. H. Henry, "Theory of spontaneous emission noise in open resonators and its application to lasers and optical amplifiers," J. Lightwave Technol., Vol. LT-4, pp. 266, 1986.

[16] H. B. Tompson, Physics of Semiconductor Laser Device. New York: Wiley, 1980.

[17] L. Figueroa, T. L. Holcomb, K. Burghard, D. Bullock, C. B. Morison, L. M. Zinkiewicz, and G. A. Evans, "Modeling of the optical characteristics for twin-channel laser (TCL) structure," IEEE. J. Quantum Electron., Vol. QE-22. pp. 2141-2149, 1986.

[18] M. Ettenberg, H. F. Lockwood, and H. S. Sommers, "Radiation trapping in laser diodes", J. Appl. Phys., Vol. 43, pp. 5047, 1982.

[19] G. O. Henshall, "The suppression of internally circulating modes in (GaAl)As/GaAs heterostructure lasers and their effect in catastrophic degradation and efficiency," Appl. Phys. Lett., Vol. 31, pp. 205, 1977.

[20] Norman S. K., Kwong and Nadav Bar-Chaim, "High power 1.3㎛ superluminescent diode," Appl. Phys. Lett. 54(4), 1989.

[21] S. Ohke, T. Umeda and Y. Cho, "Optical waveguides using GaAs-Al_xGa_{1-x}As multiple quantum well," Opt. Commun., Vol. 56, pp. 235 239, 1985.

[22] K. Utaka, Y.Suematue, K.Kobayashi and H. Kawanish, "GaInAsP/InP integrated twin-guide lasers with first-order distributed bragg reflectors at 1.3㎛ wavelength," J. Appl. Phys., Vol. 19, pp. L137 L140, 1980.

[23] A. P. Agrawl and N. K. Dutta, Semiconductor lasers, ch. 2, New York: Van Nostrand Reinhold Company, 1993.

[24] J. K. Bulter, "Theory of transverse cavity mode selection in homojunction semiconductor lasers," J. Appl. Phys., Vol. 42, pp. 4447 4457, 1971.

[25] M. Rosenzweig, M. Mohrle, H. Duser and H. Venghaus, "Threshold-current analysis of InGaAs-InGaAsP multiquantum well separate-confinement lasers," IEEE. J. Quantum Electron., Vol. QE-27, pp. 1804 1811, 1911.

[26] **조호성**, **황상구**, **배정철**, **홍창희**, **김재창**, **오종환**, "**수직형** LPE **장치에 의한** InGaAsP(1.3㎛)/InP MQW **단결정 성장에 관한 연구**," **한국물리학회지**, Vol. 6, No. 2, pp. 151 156, 1993.

[27] **이중기**, **장동훈**, **조호성**, **이승원**, **박경현**, **김정수**, **김홍만**, **박형무**, **홍창희**, "2.5Gbps **광통신용** 1.55㎛ InGaAsP/InP PBH DFB LD **제작 및 특성**," **대한전자공학회** 31(9), pp. 139 145, 1994.

[28] **조호성**, **박윤호**, **홍창희**, **강태원**, "$In_{0.19}Ga_{0.81}As_{0.62}P_{0.38}$/GaAs/Si **결정성장에 관한 연구**," **한국물리학회지 응용물리**, **제** 7**권**, 5**호**, pp. 361 366, 1994.

[29] **오수환**, **하홍춘**, **박윤호**, **안세경**, **이석정**, **홍창희**, "LPE(Liquid Phase Epitaxy)**방법으로 제작된** InGaAsP/InP Ridge Waveguide Multiple Quantum Well Laser Diode**의 광학적 특성조사**," **한국광학회지**, 7(3), pp. 266 271, 1996.

[30] **오수환**, **안세경**, **황 상구**, **박윤호**, **홍창희**, **류재연**, **김두철**, "**수직형**

LPE(Liquid Phase Epitaxy)**장치의 성능개선에 의한 다중 양자우물층 성장**" **한국물리학회지 응용물리** Vol. 11, No. 3, pp. 347 352, 1998.

[31] Su Hwan Oh, Sang Ku Hwang, Jeong Ho Kim, Tchanghee Hong and Ho Sung Cho "A New Control Method of Lattice Constant and Bandgap Energy for InGaAsP/InP Liquid Phase Epitaxy," Journal of the Korean Physical Society, Vol. 34. S468, Jun 1999.

[32] **황상구**, **오수환**, **김정호**, **김운섭**, **김동욱**, **홍창희**, "Meltback**을 이용한** mesa shape**의 형성과 평면매립형 반도체레이저의 제작**," **한국광학회지 제** 10**권** 6**호** pp. 518-523, 1999**년** 12**월**

[33] G. B. Stringfellow, "The importance of lattice mismatch in the growth of GaInP epitaxial crystals," J. Appl. Phys., Vol. 43, pp. 3455 ~3460, 1972.

[34] K. Oe, Y. Shinoda and K. Sugiyama, "Lattice deformation and misfit dislocations in GaInAsP/InP double-heterostructure layers," Appl. Phys. Lett., Vol. 33, pp. 962~964, 1978.

[35] H. C. Casey and M. B. Panish, "Heterostructure Lasers," New York, Academic Press, 1978.

[36] R. A. Laudise, "Crystal growth progress in response to the needs for optical communications," J. Crystal Growth., Vol. 65, pp. 3~23, (1983)

[37] R. L. Moon, G. A. Antypas and L. W. James, "Bandgap and lattice constant of GaInAsP as a function of alloy composition," J. Electron. Mat., Vol. 3, pp. 635~644, 1974.

[38] R. E. Nahory, M. A. Pollack, W. P. Johnston, Jr. and R. L. Barn, "Bandgap versus composition and demonstration of Vegard's law for $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ lattice matched to InP," J. Electron. Mat., Vol. 33, pp. 659~661, 1978.

[39] A. G. Thompson and J. C. Woolley, "Energy-gap variation in mixed Ⅲ-V alloys," Canadian Journal of Physics., Vol. 45, p. 255, 1967.

[40] A. Onton, M. R. Lorenz and W. Reuter, "Electronic structure and

luminescence process in $In_{1-x}Ga_xP$ alloys," J. Appl. Phys., Vol. 42, pp. 3420～3432, 1971.

[41] A. Sasaki, M. Nishimura and Y. Takeda, "Energy band structure and lattice constant chart of Ⅲ-V mixed semiconductors and AlGaSb/AlGaAsSb semiconductor lasers on GaSb substrates," Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 19, pp. 1695～1702, 1980.

[42] R. A. Laudise, "Crystal growth progress in response to the needs for optical communications," J. Crystal Growth, Vol. 65, pp. 3 23, 1983.

[43] A. Accard, J. Benoit and R. Vergn명, "LPE Growth of InP thin layer from super-cooled solutions by two-phase technique," J. Crystal Growth., Vol. 54, pp. 235~238, 1982.

[44] R. F. Dazarinov, W. A. Nordland, W. R. Wagner and H. Temkin, "Near equilibrium LPE growth o $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ lattice matched to InP," J. Crystal Growth, Vol. 60, pp. 235 238, 1982.

[45] I. Ladany and F. Z. Hawrylo, "Comparison of single and two-phase LPE growth methods for InGaAsP/InP lasers and LEDs," J. Crystal. Growth., Vol. 54, pp. 69 75, 1981.

[46] 오수환, 홍창희, "A study on the multiple-quantum well Layer growth and the fabrication of buried ridge waveguide laser diode by the liquid phase epitaxy", pp.77 93